

電弱相互作用を行う暗黒物質と 直接探索実験

永田 夏海

東京大学



東京大学
THE UNIVERSITY OF TOKYO

宇宙の歴史をひもとく地下素粒子原子核研究会
岡山大学

2017年5月22日

Outline

- Introduction
- 直接探索
- その他の探索
- まとめ

Outline

- Introduction
- 直接探索
- その他の探索
- まとめ

この2つを主に話す予定。

時間があれば触れたい。

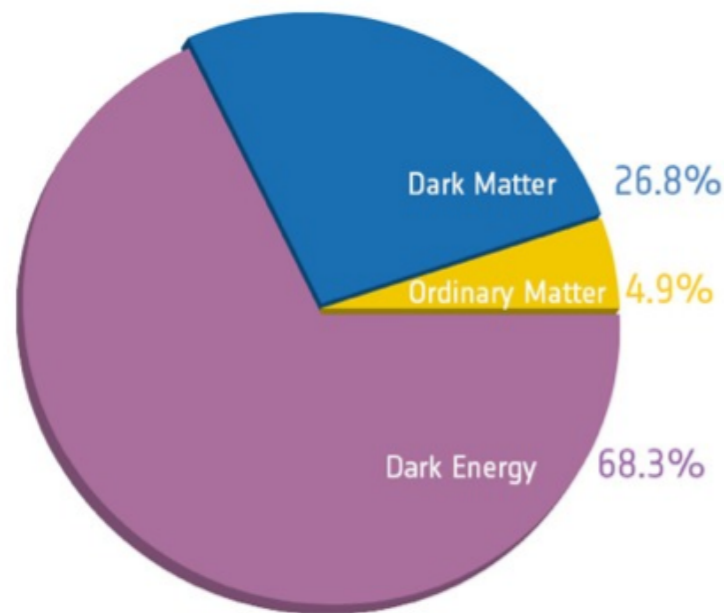
Introduction

Introduction

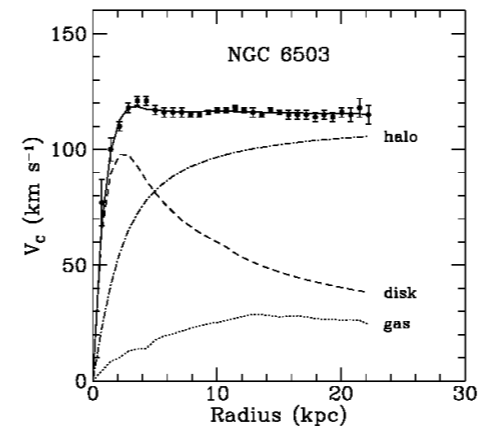
- WIMP DM と熱残存量
- WIMP DM 候補の分類
- 電弱相互作用を行う暗黒物質

Dark Matter (DM)

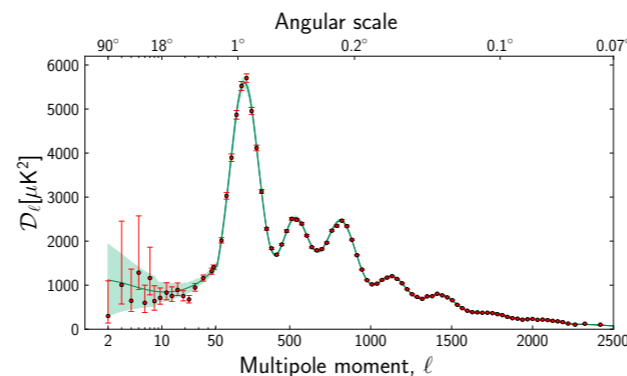
暗黒物質の証拠



Planck (2013)



Begeman et. al. (1991)



Clowe et. al. (2006)

Weakly-Interacting Massive Particles (WIMPs)

電弱スケール程度の質量を持ち，標準模型粒子と弱く相互作用をする中性で安定な粒子の総称



熱残存量が暗黒物質量の観測値と自然に一致

Thermal relic scenario (cold DM)

WIMP暗黒物質は標準模型粒子と弱い相互作用程度の大きさの力で相互作用を行う。

→ 宇宙初期には熱平衡状態にある。

宇宙の温度が暗黒物質質量を下回ると、暗黒物質密度は急速に減少する。

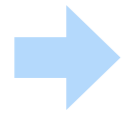
$$n_{\text{DM}} \simeq \left(\frac{m_{\text{DM}} T}{2\pi} \right)^{\frac{3}{2}} e^{-\frac{m_{\text{DM}}}{T}}$$

WIMP暗黒物質の消滅率が宇宙膨張率を下回ると、消滅過程は凍結 (freeze out) される。

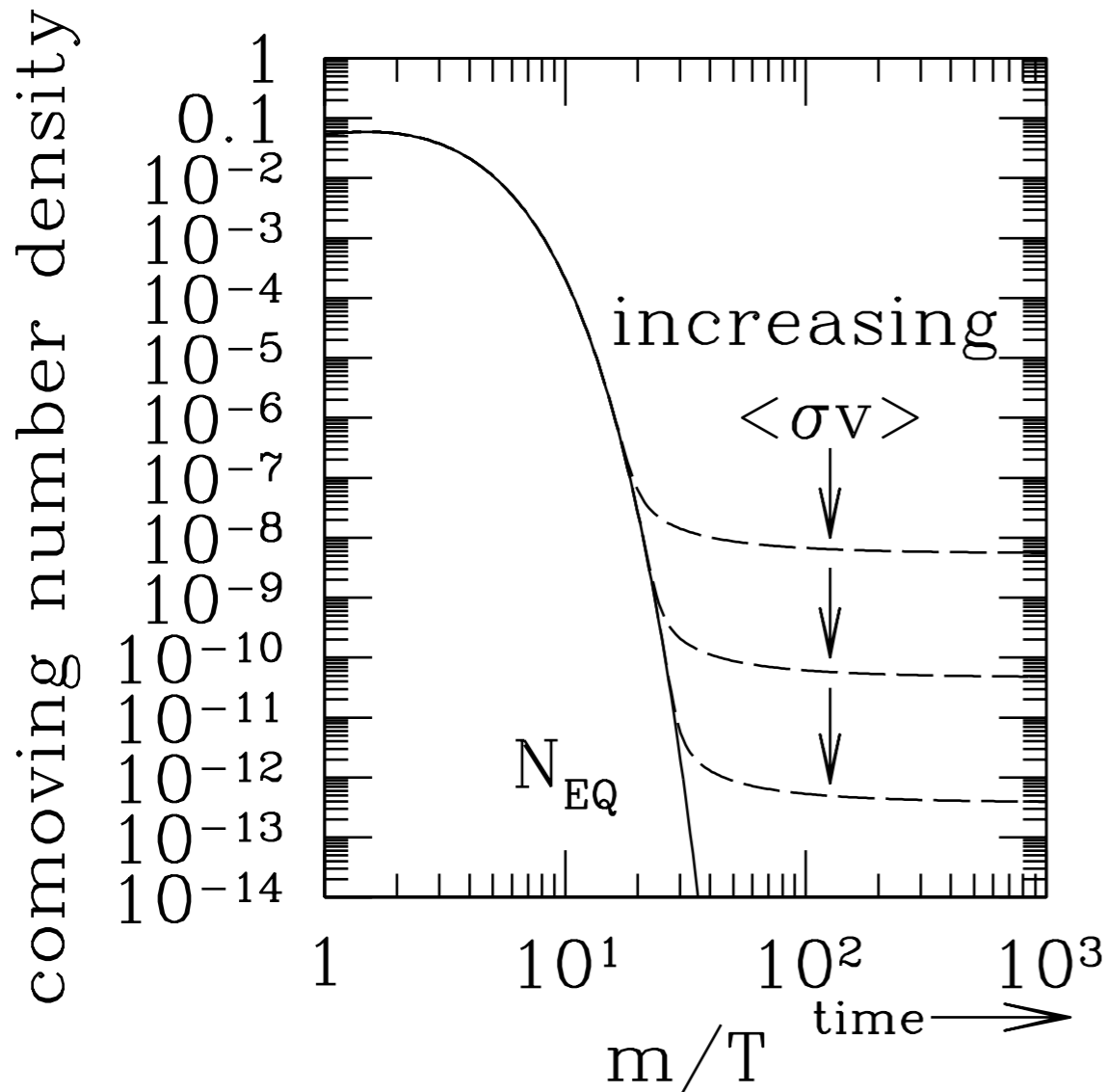
$$n_{\text{DM}}(T_{\text{FO}}) \cdot \langle \sigma_{\text{ann}} v_{\text{rel}} \rangle \simeq H(T_{\text{FO}}) \simeq g_*^{\frac{1}{2}} \left(\frac{\pi^2}{90} \right)^{\frac{1}{2}} \frac{T_{\text{FO}}^2}{M_P}$$

Thermal relic scenario (cold DM)

$$n_{\text{DM}}(T_{\text{FO}}) \cdot \langle \sigma_{\text{ann}} v_{\text{rel}} \rangle \simeq H(T_{\text{FO}}) \simeq g_*^{\frac{1}{2}} \left(\frac{\pi^2}{90} \right)^{\frac{1}{2}} \frac{T_{\text{FO}}^2}{M_P}$$



$$T_{\text{FO}} \simeq \frac{m_{\text{DM}}}{25}$$



暗黒物質残存量

$$\Omega_{\text{DM}} h^2 \simeq \frac{3 \times 10^{-27} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}}{\langle \sigma_{\text{ann}} v_{\text{rel}} \rangle}$$

従って、現在の暗黒物質密度は

$$\langle \sigma_{\text{ann}} v_{\text{rel}} \rangle \simeq 10^{-9} \text{ GeV}^{-2}$$

で説明できる。

$$\langle \sigma_{\text{ann}} v_{\text{rel}} \rangle \simeq \frac{\alpha^2}{m_{\text{DM}}^2}$$

ex.)

$$\alpha \simeq 0.01$$

$$m_{\text{DM}} \simeq 300 \text{ GeV}$$

Quantum numbers of DM

暗黒物質はカラー量子数を持たず電氣的に中性

- $SU(2)_L \times U(1)_Y$ 電荷は??

(n, Y)

$(1, 0), (2, \pm 1/2), (3, 0), (3, \pm 1), (4, \pm 1/2), \dots$

- スピン?

Scalar, fermion, vector, ...

Quantum numbers of DM

暗黒物質はカラー量子数を持たず電氣的に中性

- $SU(2)_L \times U(1)_Y$ 電荷は??

(n, Y)

$(1, 0)$, $(2, \pm 1/2)$, $(3, 0)$, $(3, \pm 1)$, $(4, \pm 1/2)$, ...

- スピン?

Scalar, fermion, vector, ...

シングレット・スカラー?



Singlet scalar DM

V. Silveira and A. Zee (1985);

J. McDonald (1994);

C. P. Burgess, M. Pospelov, and T. ter Veldhuis (2001).

標準模型にシングレット・スカラーを足しただけの超簡単な模型。

ラグランジアン

$$\mathcal{L}_{\text{int}} = -\frac{1}{2}m^2 S^2 - \frac{1}{2}\lambda_{SH} S^2 |H|^2 - \frac{1}{4!}\lambda_S S^4$$

- 暗黒物質の現象論は質量パラメーターと結合定数 λ_{SH} のみで決まる。
- 残存量を合わすように結合定数を選べば, 残るパラメーターは暗黒物質質量のみ。

$$\sigma_{\text{ann}} v_{\text{rel}} \simeq \frac{\lambda_{sH}^2}{16\pi m_{\text{DM}}^2} \quad (m_{\text{DM}} > \text{weak scale})$$

後でみるように, 直接探索実験で探れる。

Quantum numbers of DM

暗黒物質はカラー量子数を持たず電氣的に中性

- $SU(2)_L \times U(1)_Y$ 電荷は??

(n, Y)

$(1, 0)$, $(2, \pm 1/2)$, $(3, 0)$, $(3, \pm 1)$, $(4, \pm 1/2)$, ...

- スピン?

Scalar, fermion, vector, ...

シングレット・フェルミオン?



Singlet fermion DM

安定なシングレット・フェルミオン暗黒物質は標準模型粒子とくりこみ可能な相互作用を持ってない。



熱残存量で暗黒物質観測値を説明するためには、何か粒子を加えなければならない。

- ・ シングレット・スカラーを加える

$$\mathcal{L}_{\text{int}} = -f\psi\psi S + \text{h.c.} + \mathcal{L}(S, H)$$

- ・ ダブルレット・フェルミオンを加える

$$\mathcal{L}_{\text{int}} = -f\psi\psi_D H + \text{h.c.}$$

- ・ クォーク・フェルミオンのスカラー・パートナーを加える

$$\mathcal{L}_{\text{int}} = -f\psi Q\tilde{Q} + \text{h.c.}$$

模型ごとの解析が必要となる。

Quantum numbers of DM

暗黒物質はカラー量子数を持たず電氣的に中性

- $SU(2)_L \times U(1)_Y$ 電荷は??

(n, Y)

(1, 0), (2, $\pm 1/2$), (3, 0), (3, ± 1), (4, $\pm 1/2$), ...

- スピン?

Electroweak-Interacting DM

Scalar, fermion, vector, ...

このような粒子は新物理のモデルにもしばしば現れる。

- Higgsino/wino in SUSY models
- Inert Higgs DM

Electroweak-Interacting DM

SU(2)_L **n**重項, ハイパーチャージ Y の中性成分が暗黒物質となっている場合

相互作用

$$\mathcal{L}_{\text{int}} = \frac{g_2}{4} \sqrt{n^2 - (2Y - 1)^2} \bar{\chi}^+ W^+ \chi^0 + \frac{g_2}{4} \sqrt{n^2 - (2Y + 1)^2} \bar{\chi}^0 W^+ \chi^- + \text{h.c.} \\ + ig_Z Y \bar{\chi}^0 Z \eta^0 .$$

例

- $\mathbf{n} = 2, Y = 1/2$ (ヒッグシーノ)
- $\mathbf{n} = 3, Y = 0$ (ウィーノ)
- $\mathbf{n} = 5, Y = 0$ (Minimal Dark Matter)

これらの暗黒物質の物理は, ゲージ相互作用で (ほぼ) 決まる。

スカラーの場合はヒッグスとの結合を無視した場合。

Electroweak-Interacting DM

Quantum numbers			DM could decay into	DM mass in TeV	$m_{\text{DM}^\pm} - m_{\text{DM}}$ in MeV	Finite naturalness bound in TeV	σ_{SI} in 10^{-46} cm^2
$\text{SU}(2)_L$	$\text{U}(1)_Y$	Spin					
2	1/2	0	EL	0.54	350	$0.4 \times \sqrt{\Delta}$	$(0.4 \pm 0.6) 10^{-3}$
2	1/2	1/2	EH	1.1	341	$1.9 \times \sqrt{\Delta}$	$(0.25 \pm 0.56) 10^{-3}$
3	0	0	HH^*	2.0 \rightarrow 2.5	166	$0.22 \times \sqrt{\Delta}$	0.12 ± 0.03
3	0	1/2	LH	2.4 \rightarrow 2.7	166	$1.0 \times \sqrt{\Delta}$	0.12 ± 0.03
3	1	0	HH, LL	1.6 \rightarrow ?	540	$0.22 \times \sqrt{\Delta}$	$(1.3 \pm 1.1) 10^{-2}$
3	1	1/2	LH	1.9 \rightarrow ?	526	$1.0 \times \sqrt{\Delta}$	$(1.3 \pm 1.1) 10^{-2}$
4	1/2	0	HHH^*	2.4 \rightarrow ?	353	$0.14 \times \sqrt{\Delta}$	0.27 ± 0.08
4	1/2	1/2	(LHH^*)	2.4 \rightarrow ?	347	$0.6 \times \sqrt{\Delta}$	0.27 ± 0.08
4	3/2	0	HHH	2.9 \rightarrow ?	729	$0.14 \times \sqrt{\Delta}$	0.15 ± 0.07
4	3/2	1/2	(LHH)	2.6 \rightarrow ?	712	$0.6 \times \sqrt{\Delta}$	0.15 ± 0.07
5	0	0	(HHH^*H^*)	5.0 \rightarrow 9.4	166	$0.10 \times \sqrt{\Delta}$	1.0 ± 0.2
5	0	1/2	stable	4.4 \rightarrow 10	166	$0.4 \times \sqrt{\Delta}$	1.0 ± 0.2
7	0	0	stable	8 \rightarrow 25	166	$0.06 \times \sqrt{\Delta}$	4 ± 1

(\rightarrow : ゾンマーフェルト効果)

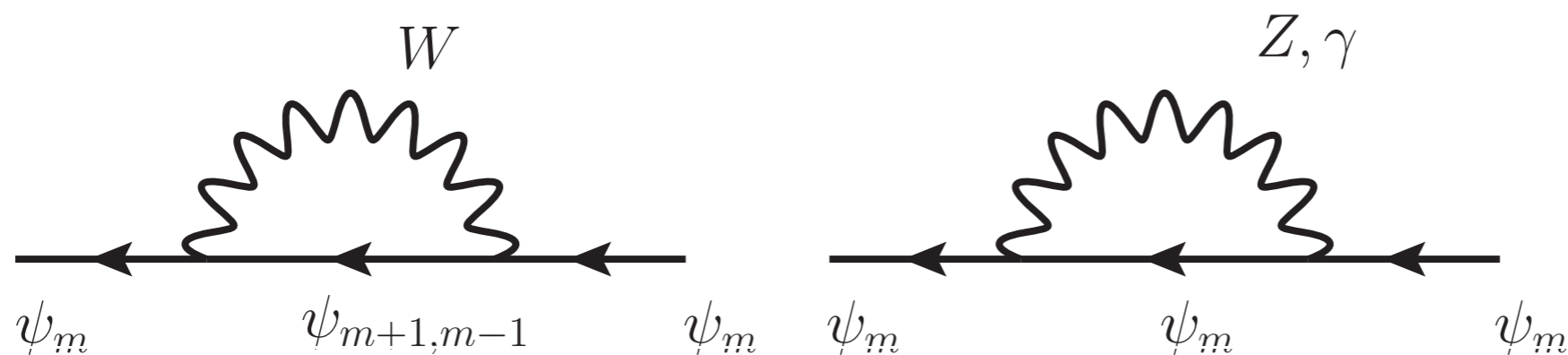
これらの暗黒物質の物理は、ゲージ相互作用で（ほぼ）決まる。

- 熱残存量
- 多重項間の質量差

スカラーの場合はヒッグスとの結合を無視した場合。

Mass splitting

多重項間の質量差は量子補正の赤外の寄与により生じる。



電荷±1と0成分の間の質量差

$$\Delta M = \frac{\alpha_2}{4\pi} M \left[(1 - 2Y) f\left(\frac{m_W}{M}\right) - (\cos^2 \theta_W - 2Y) f\left(\frac{m_Z}{M}\right) \right]$$



$$f(x) \simeq 2\pi x - 3x^2 + \frac{3\pi}{4}x^3 + \dots$$

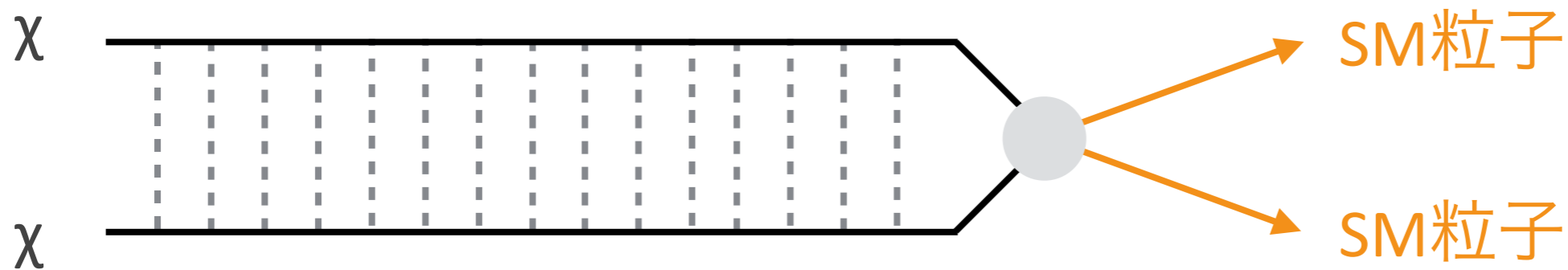
$$\Delta M \simeq \alpha_2 m_W \sin^2 \frac{\theta_W}{2} + \alpha_2 Y m_W \left(\frac{1}{\cos \theta_W} - 1 \right)$$

典型的にO(100) MeV.

Sommerfeld effects

J. Hisano, S. Matsumoto, and M. M. Nojiri, Phys. Rev. Lett. **92**, 031303 (2004).

Electroweak-interacting DMは、電弱相互作用により自己相互作用を行う。



長距離自己相互作用により波動関数が平面波からずれる効果。

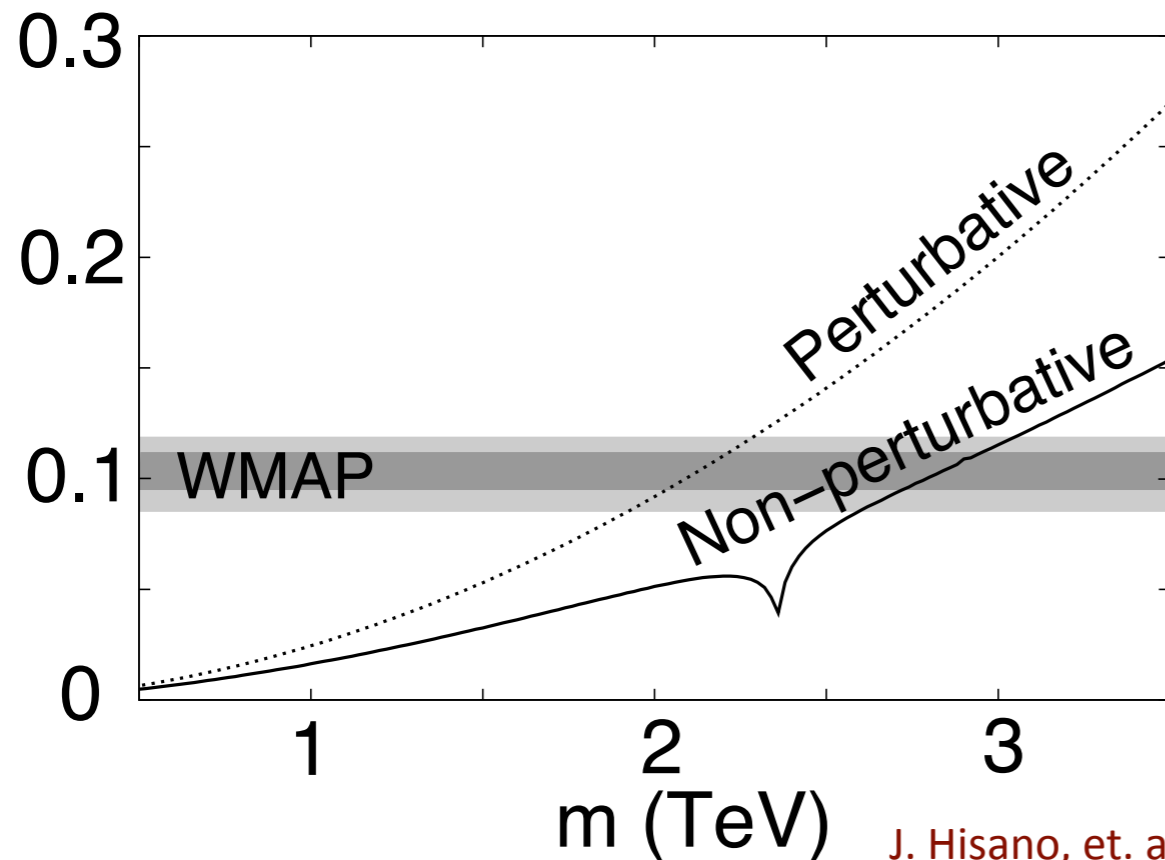
➡ ゾンマーフェルト効果

相互作用の到達距離がボア半径よりも大きくなると効き始める。

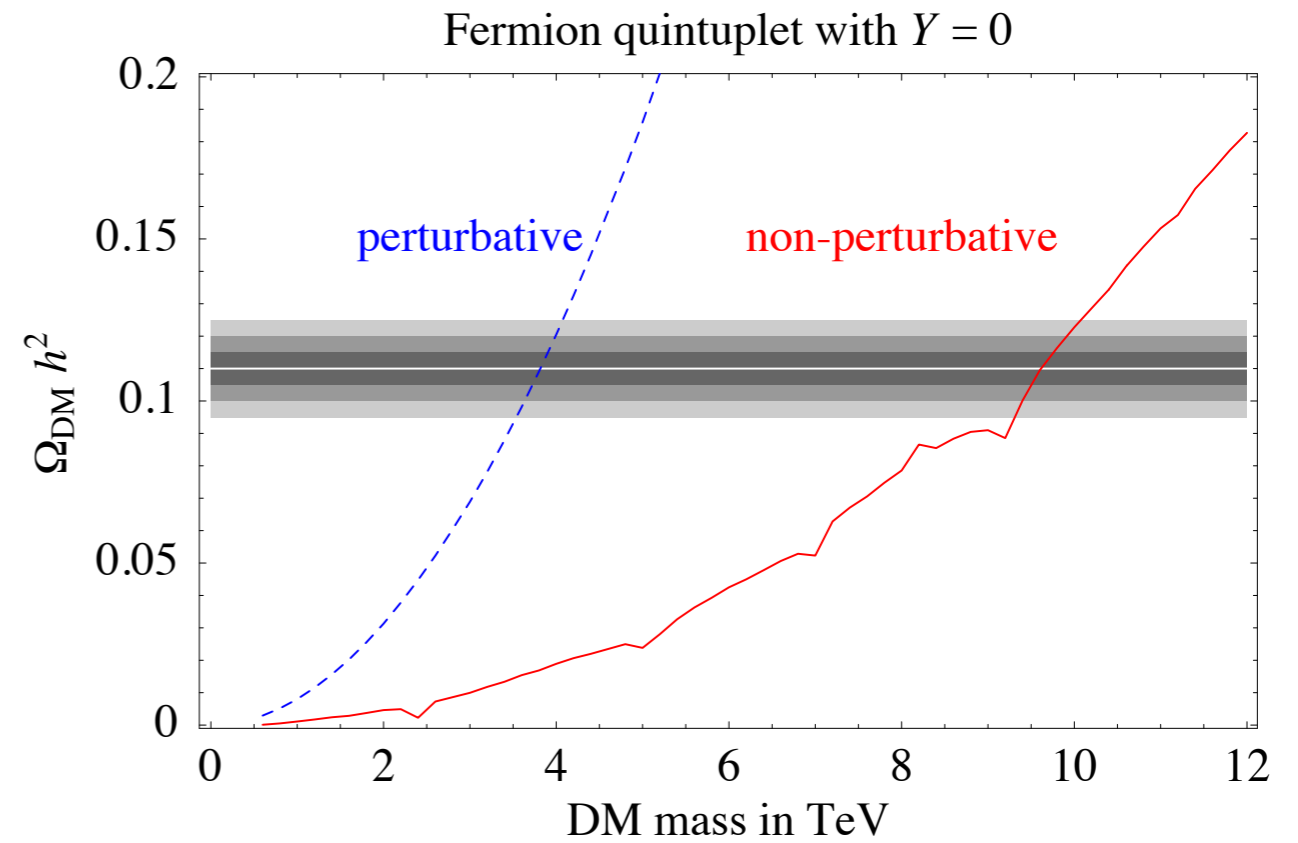
$$\frac{1}{m_W} \gtrsim \frac{1}{\alpha_2 m_{\text{DM}}}$$

Sommerfeld effects

三重項



五重項



M. Cirelli, et. al., (2007).

ゾンマーフェルト効果は消滅断面積を増大させる。

➡ 質量の大きい側に予言がずれる。

暗黒物質質量をきちんと予言するためにはこの効果を入れることが重要。

Anomaly mediation (Mini-split)

L. Randall and R. Sundrum (1998); G. F. Giudice, M. A. Luty, H. Murayama, R. Rattazzi (1998).

Gravitino



Scalar Particles



Higgsinos

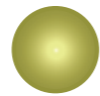


$O(10^{(2-5)})$ TeV

Gauginos



Gluino



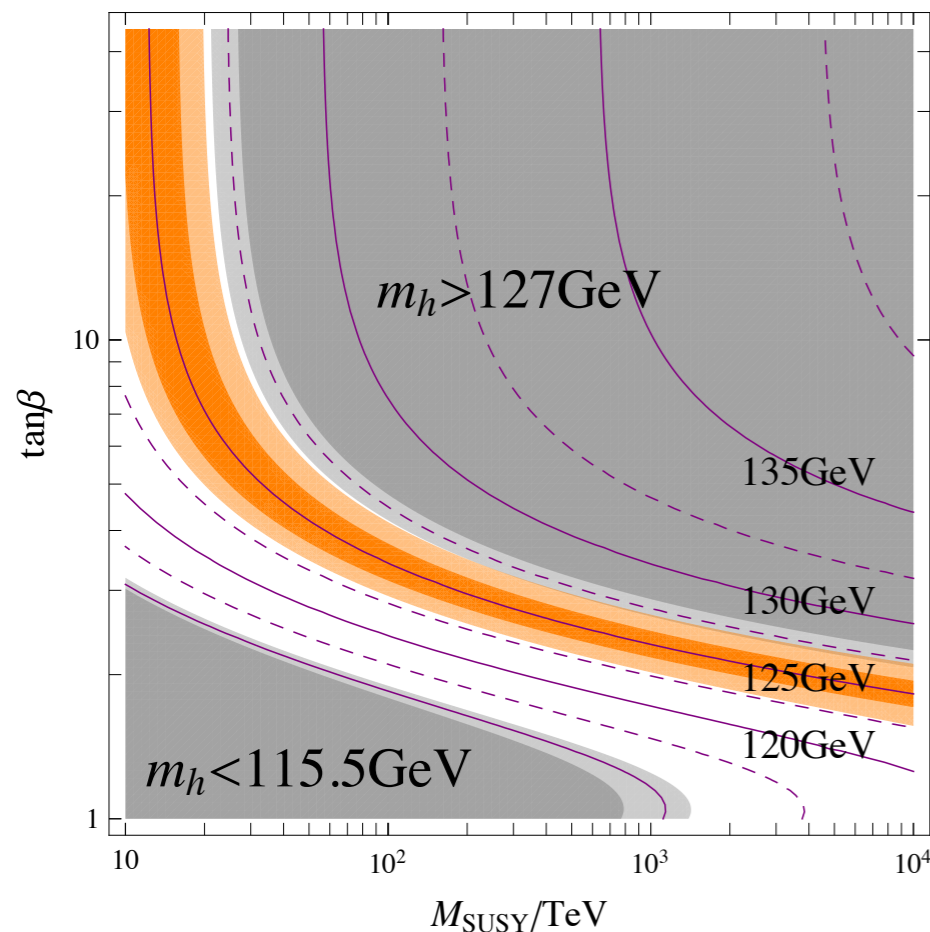
Bino

$O(1)$ TeV

ヒッグス質量



Wino



- ゲージノ質量はゲージ結合定数の β 関数で決まり、ウィーノが最も軽い。
- 3 TeVのウィーノの熱残存量で暗黒物質質量を説明可能。

J. Hisano, S. Matsumoto, M. Nagai, O. Saito, M. Senami (2006).

M. Ibe, S. Matsumoto, T. T. Yanagida (2012).

Summary of Introduction

- WIMP DM の熱残存量は消滅断面積で決まる。
- WIMP DM 候補をゲージ量子数で分類した。
- 電弱相互作用を行う暗黒物質の物理は、ゲージ相互作用により決定される。特に、**熱残存量の要請から暗黒物質質量が決まる。**
- ゾンマーフェルト効果が重要になる。
- 標準模型を超える物理との関連性。

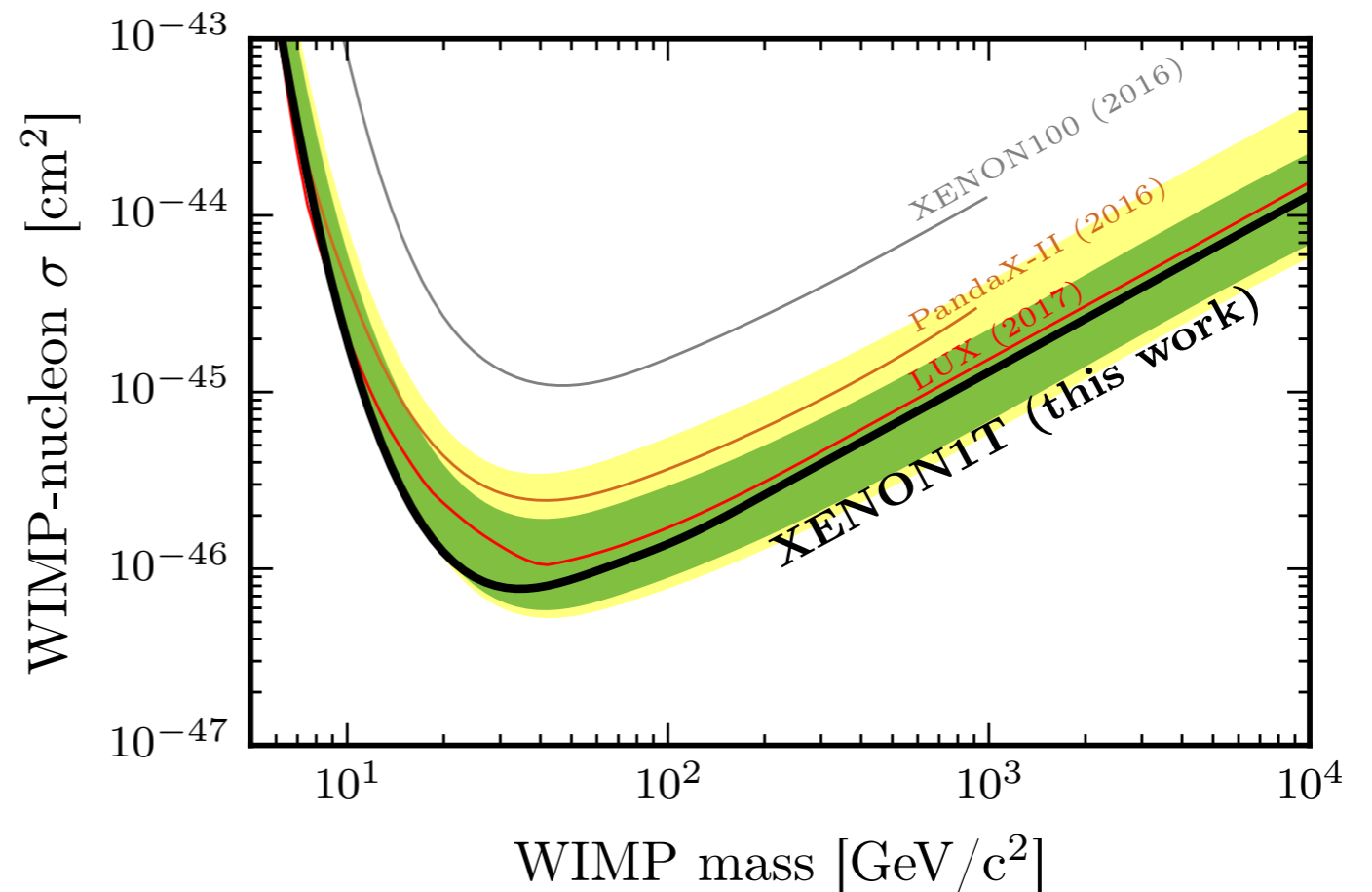
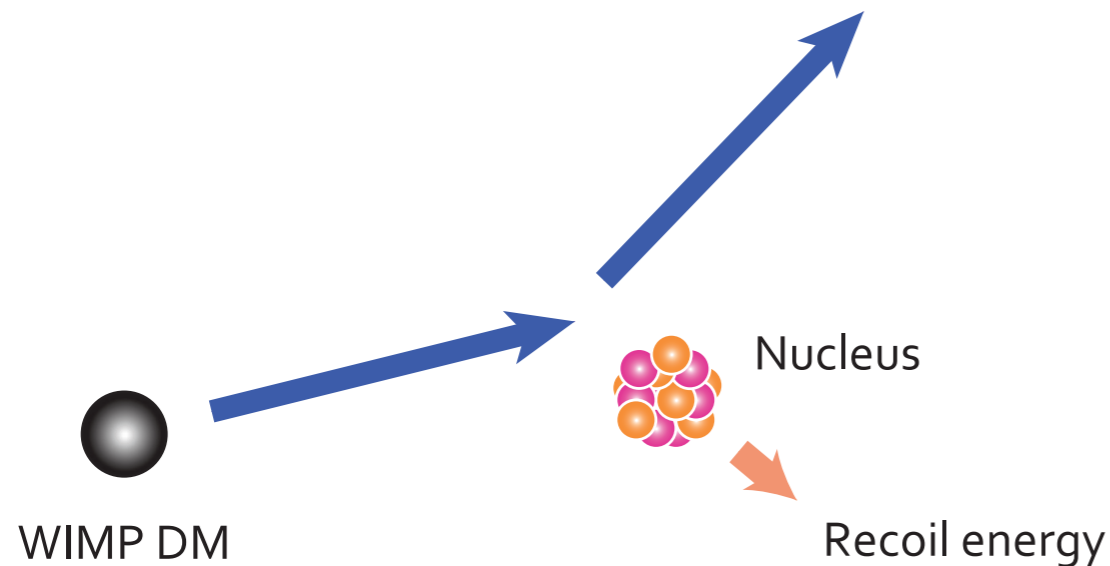
直接探索実験

Direct detection experiments

- 暗黒物質・核子散乱
- 暗黒物質・核子散乱断面積理論計算
- シングレット・スカラー暗黒物質
- 電弱相互作用を行う暗黒物質

DM Direct Detection experiments

New!!



XENON Collaboration, arXiv: 1705.06655

- WIMP暗黒物質が検出器内の原子核を散乱する際に原子核が受け取る反跳エネルギーを検出する。
- 高感度の将来実験が多数計画されていて、いくつかは既に動き始めている。

Detectability of certain dark-matter candidates

Mark W. Goodman and Edward Witten

Joseph Henry Laboratories, Princeton University, Princeton, New Jersey 08544

(Received 7 January 1985)

We consider the possibility that the neutral-current neutrino detector recently proposed by Drukier and Stodolsky could be used to detect some possible candidates for the dark matter in galactic halos. This may be feasible if the galactic halos are made of particles with coherent weak interactions and masses $1-10^6$ GeV; particles with spin-dependent interactions of typical weak strength and masses $1-10^2$ GeV; or strongly interacting particles of masses $1-10^{13}$ GeV.

Possibility of detecting heavy neutral fermions in the Galaxy

Ira Wasserman

Center for Radiophysics and Space Research, Cornell University, Ithaca, New York 14853

(Received 22 May 1985; revised manuscript received 31 October 1985)

It is shown that heavy neutral fermions in the galactic halo could produce numerous detectable low-energy events in a "thermal" neutrino detector if the heavy-fermion–nucleon vector coupling is comparable in strength to the vector weak interaction. The conditions under which a detectable event rate could arise for fermions with purely axial-vector couplings are also discussed. In a silicon detector heavy-fermion events would be concentrated at low energies, and could be distinguished from solar or supernova neutrino events, which are expected to have a flatter energy spectrum. A measurement of the energy spectrum of heavy-fermion events could lead to a determination of the fermion mass, subject to astrophysical uncertainties concerning the velocity distribution of halo particles.

DM-nucleon scattering

理論側では、各暗黒物質模型で

暗黒物質・核子散乱断面積

を計算することになる。

特徴

① 非相対論的散乱過程

暗黒物質の局所平均速度 (mean local velocity) : $v \sim (2-3)00 \text{ km/s}$

② クォーク・グルーオンとの散乱

➡ 核子との散乱に焼きなおす際に非摂動論的取り扱いが必要となる。

DM-nucleon scattering

③ スピンに依存する（しない）散乱

暗黒物質と核子との相互作用は二種類に分けられる：

- ・ スピンに依存する (spin-dependent) 相互作用
- ・ スピンに依存しない (spin-independent) 相互作用

スピンに依存しない相互作用は、原子核中の全ての核子について加算的に干渉する。



質量数の大きな原子核を標的に用いることで、スピンに依存しない散乱に対して飛躍的に検出感度をあげることができる。

例) Xe ($A \sim 130$) [XENON, XMASS, LUX など]

Nucleon matrix elements

暗黒物質とパートンとの相互作用から暗黒物質と核子との散乱断面積を求めるには、各相互作用の核子行列要素を求める必要がある。

スカラー型 暗黒物質と核子質量との結合

- クォーク

格子シミュレーションにより計算されている。

- グルーオン

エネルギー・運動量テンソルのトレース・アノマリーを通じてクォークの行列要素と関係付く

Twist-2型 暗黒物質と核子運動量との結合

パートン分布関数 (PDFs) から計算できる。

Nucleon matrix elements (スカラー型クォーク演算子)

クォークの核子行列要素としては、**格子計算の結果**を用いる。

Mass fractions

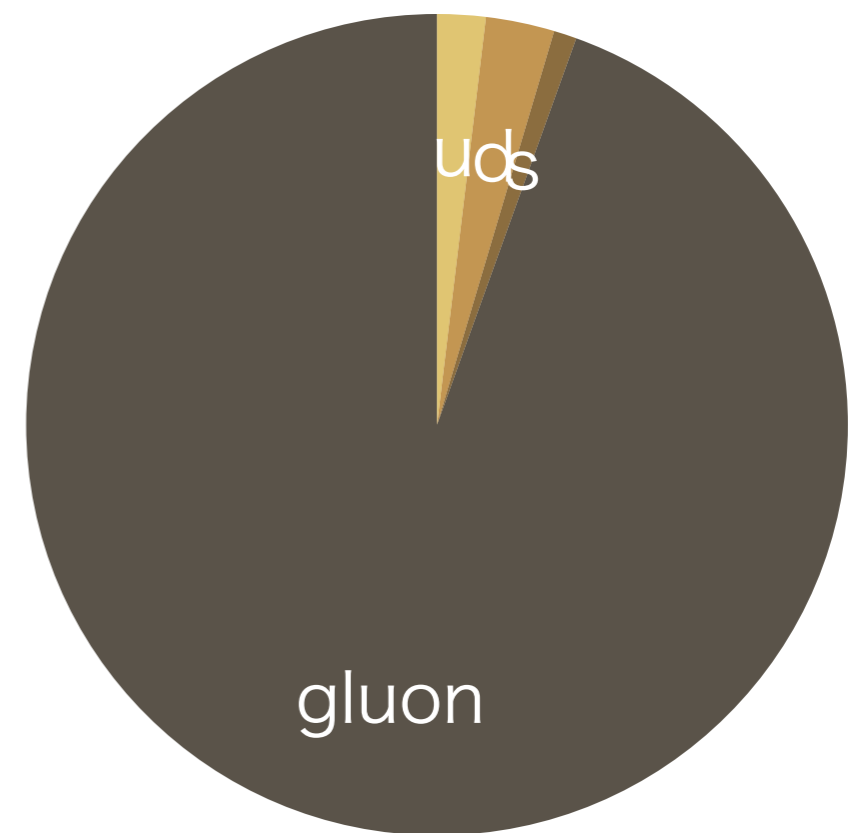
$$\langle N | m_q \bar{q}q | N \rangle / m_N \equiv f_{T_q} \quad (m_N : \text{核子質量})$$

Proton		Neutron	
$f_{T_u}^{(p)}$	0.019(5)	$f_{T_u}^{(n)}$	0.013(3)
$f_{T_d}^{(p)}$	0.027(6)	$f_{T_d}^{(n)}$	0.040(9)
$f_{T_s}^{(p)}$	0.009(22)	$f_{T_s}^{(n)}$	0.009(22)

JLQCD collaboration (2013)

グルーオンの寄与

$$1 - \sum_{q=u,d,s} f_{T_q} \equiv f_{TG}$$



Mass fractions of proton

Nucleon matrix elements (スカラー型グルーオン演算子)

グルーオンのスカラー型演算子は、エネルギー・運動量テンソルのトレース・アノマリーの関係式を用いて評価される。

エネルギー・運動量テンソルのトレース・アノマリー

$$\Theta_{\mu}^{\mu} = \frac{\beta(\alpha_s)}{4\alpha_s} G_{\mu\nu}^A G^{A\mu\nu} + (1 - \gamma_m) \sum_q m_q \bar{q}q$$

→ $\langle N | \alpha_s G_{\mu\nu}^A G^{A\mu\nu} | N \rangle = -\frac{8\pi}{9} m_N f_{TG}$ LO in α_s

スカラー型のグルーオンの寄与は、高次のループ・ダイアグラムによって誘導されてもクォークの寄与と同程度になる。

Nucleon matrix elements (スカラー型グルーオン演算子)

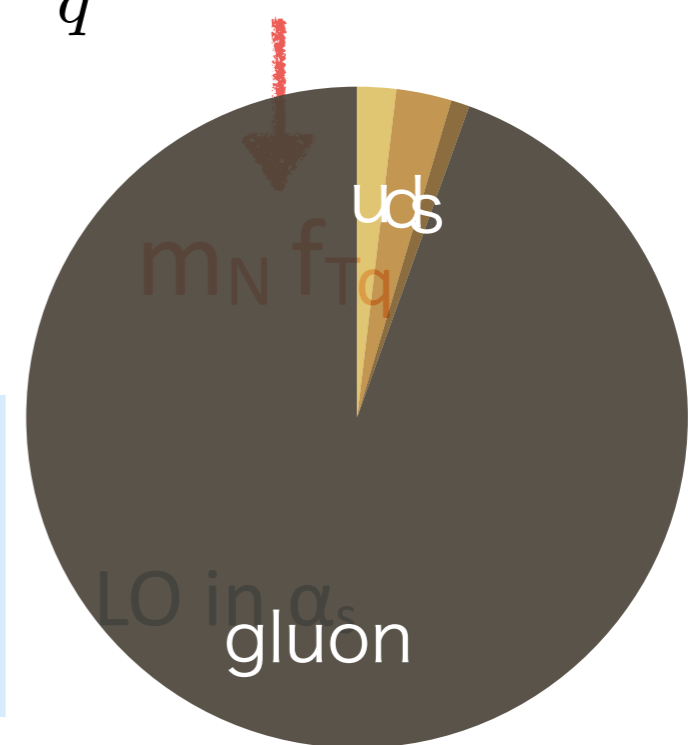
グルーオンのスカラー型演算子は、エネルギー・運動量テンソルのトレース・アノマリーの関係式を用いて評価される。

エネルギー・運動量テンソルのトレース・アノマリー

$$\Theta_{\mu}^{\mu} = \frac{\beta(\alpha_s)}{4\alpha_s} G_{\mu\nu}^A G^{A\mu\nu} + (1 - \gamma_m) \sum_q m_q \bar{q}q$$

↓
 m_N

↓
 $\langle N | GG | N \rangle$



→ $\langle N | \alpha_s G_{\mu\nu}^A G^{A\mu\nu} | N \rangle = -\frac{8\pi}{9} m_N f_{TG}$

スカラー型のグルーオンの寄与は、高次のループ・ダイアグラムによって誘導されてもクォークの寄与と同程度になる。

Singlet scalar DM

V. Silveira and A. Zee (1985);

J. McDonald (1994);

C. P. Burgess, M. Pospelov, and T. ter Veldhuis (2001).

標準模型にシングレット・スカラーを足しただけの超簡単な模型。

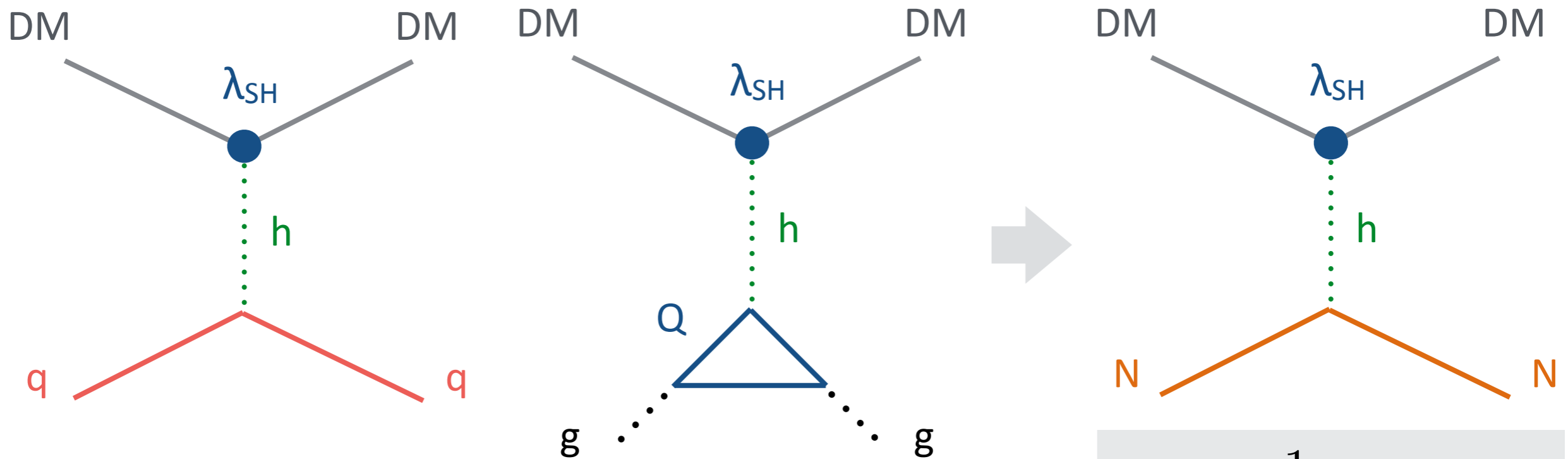
ラグランジアン

$$\mathcal{L}_{\text{int}} = -\frac{1}{2}m^2 S^2 - \frac{1}{2}\lambda_{SH} S^2 |H|^2 - \frac{1}{4!}\lambda_S S^4$$

- 暗黒物質の現象論は質量パラメーターと結合定数 λ_{SH} のみで決まる。
- 残存量を合わすように結合定数を選べば, 残るパラメーターは暗黒物質質量のみ。

$$\sigma_{\text{ann}} v_{\text{rel}} \simeq \frac{\lambda_{sH}^2}{16\pi m_{\text{DM}}^2} \quad (m_{\text{DM}} > \text{weak scale})$$

Singlet scalar DM



$$\mathcal{L}_{\text{eff}} = \frac{1}{2} f_N S^2 \bar{N} N$$

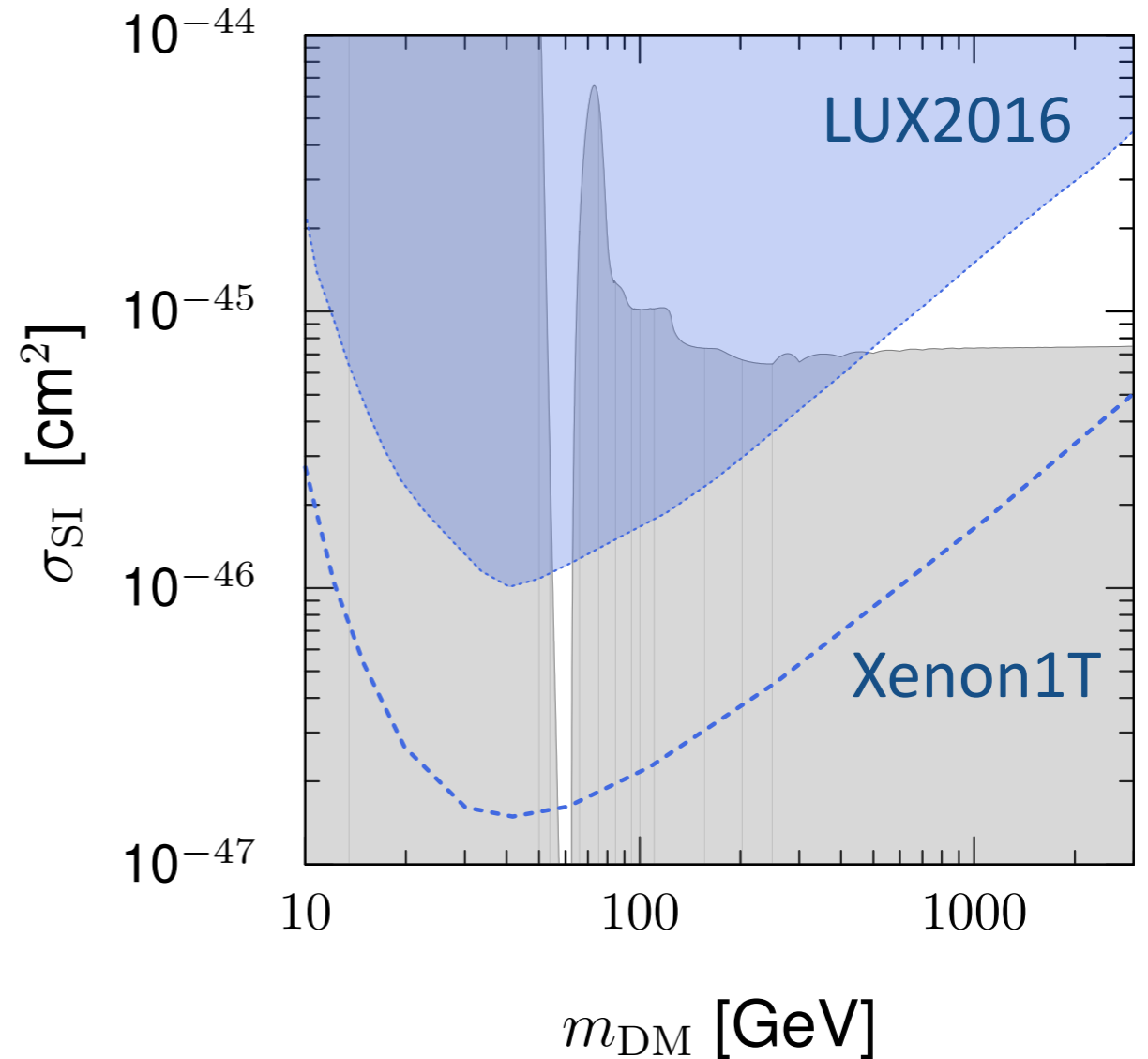
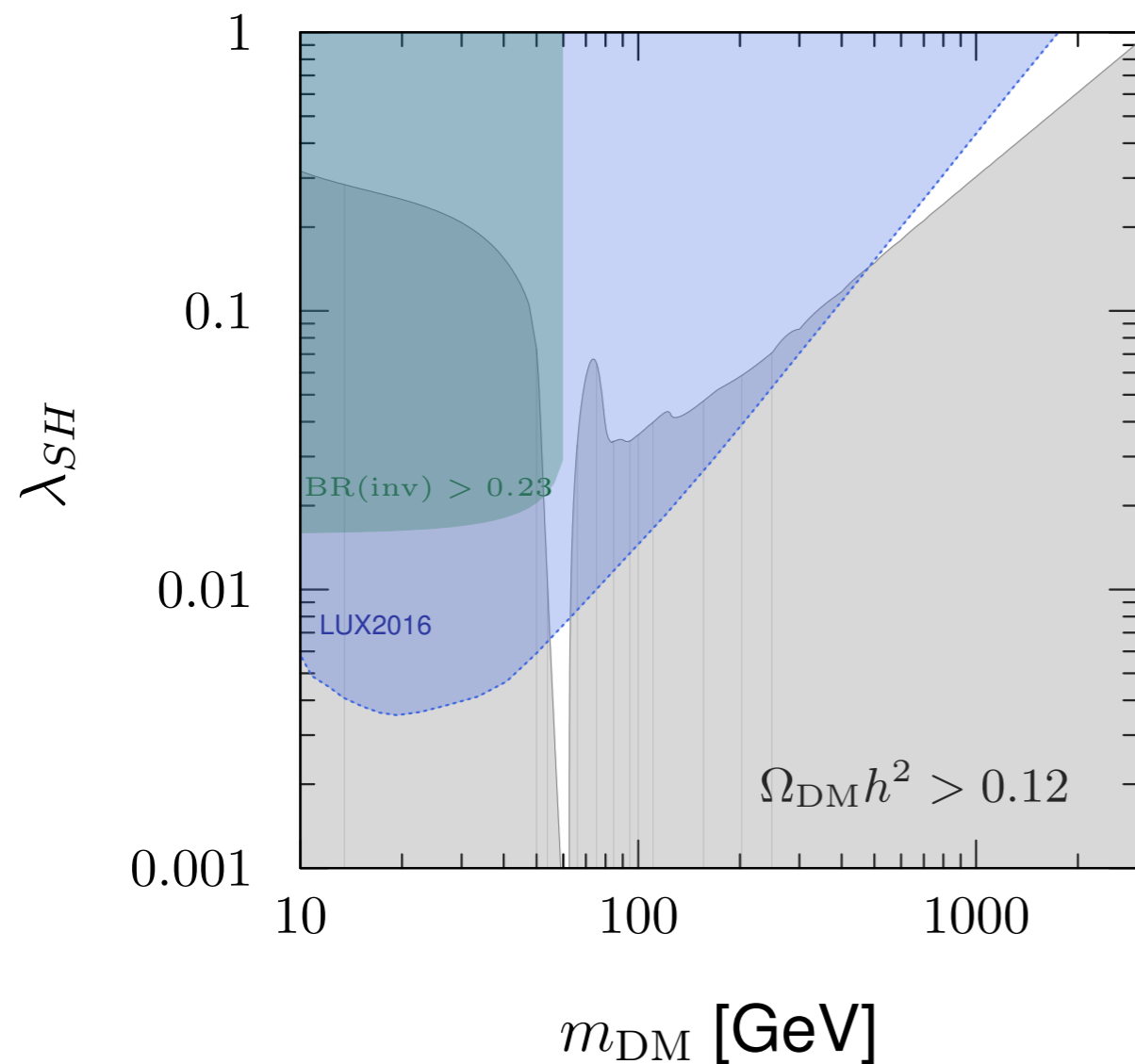
有効結合定数

$$\frac{f_N}{m_N} = \frac{\lambda_{SH}}{m_h^2} \left[\sum_{q=u,d,s} f_{T_q} + 3 \times \frac{2}{27} f_{TG} \right]$$

軽いクォークの寄与

重いクォークのループを介した
グルーオンの寄与

Singlet scalar DM



暗黒物質直接探索が、このモデルを検証する上で重要な役割を果たす。

Electroweak-Interacting DM

SU(2)_L n重項, ハイパーチャージYの中性成分が暗黒物質となっている場合

相互作用

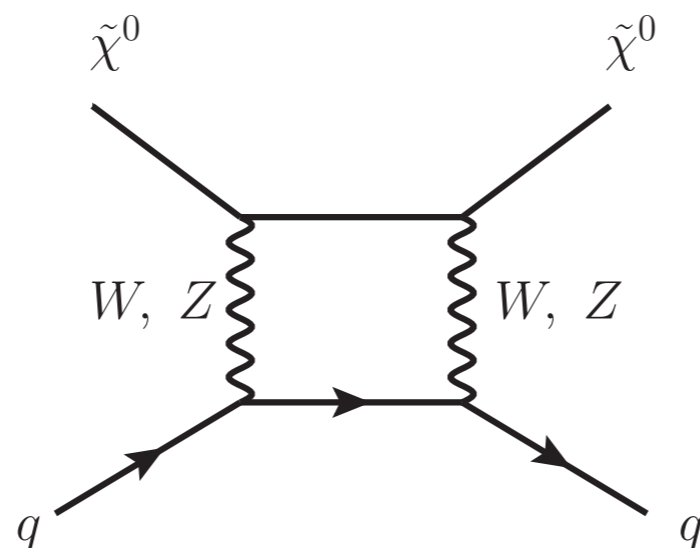
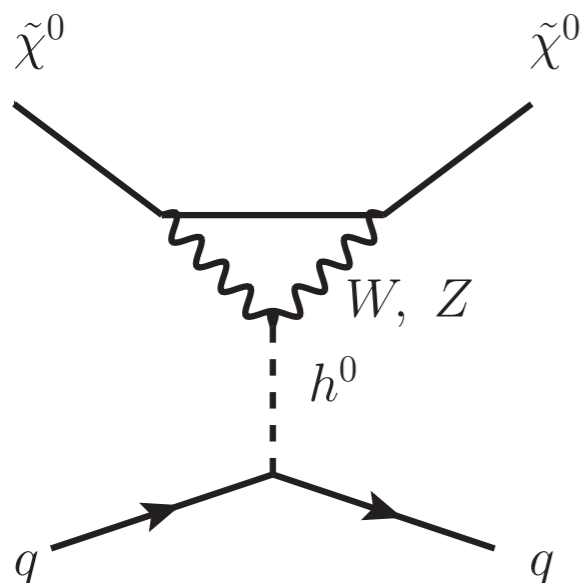
$$\mathcal{L}_{\text{int}} = \frac{g_2}{4} \sqrt{n^2 - (2Y - 1)^2} \bar{\chi}^+ W^+ \chi^0 + \frac{g_2}{4} \sqrt{n^2 - (2Y + 1)^2} \bar{\chi}^0 W^+ \chi^- + \text{h.c.} \\ + ig_Z Y \bar{\chi}^0 Z \eta^0 .$$

例

- $n = 2, Y = 1/2$ (ヒッグシーノ)
 - $n = 3, Y = 0$ (ウィーノ)
 - $n = 5, Y = 0$ (Minimal Dark Matter)
- 暗黒物質・核子散乱はツリー・レベルで生じない
 - 断面積は暗黒物質の質量のみの関数としてかける。

LO diagrams

1-loop (quark)

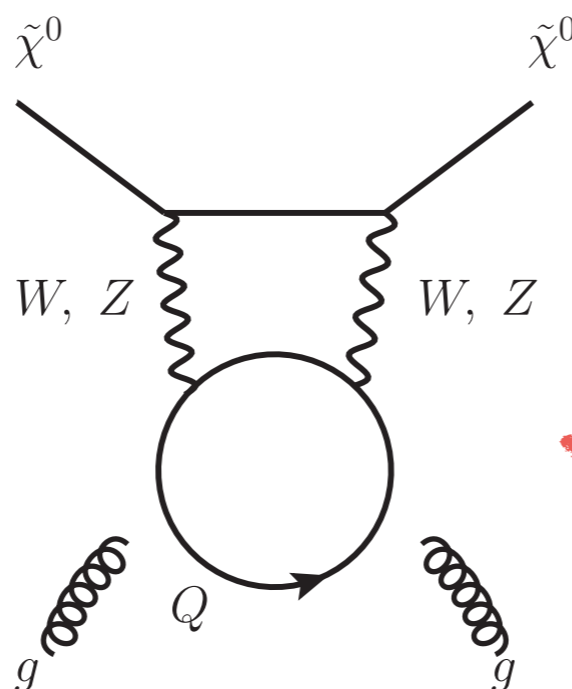
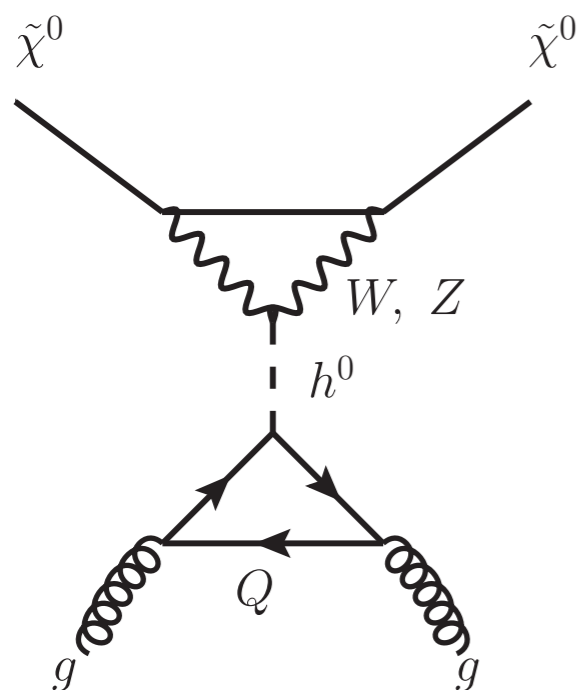


Non-decoupling effects

$$\mathcal{O}\left(\frac{\alpha_2^2}{m_W m_h^2}\right) \quad \mathcal{O}\left(\frac{\alpha_2^2}{m_W^3}\right)$$

J. Hisano, S. Matsumoto, M. Nojiri, O. Saito (2005)

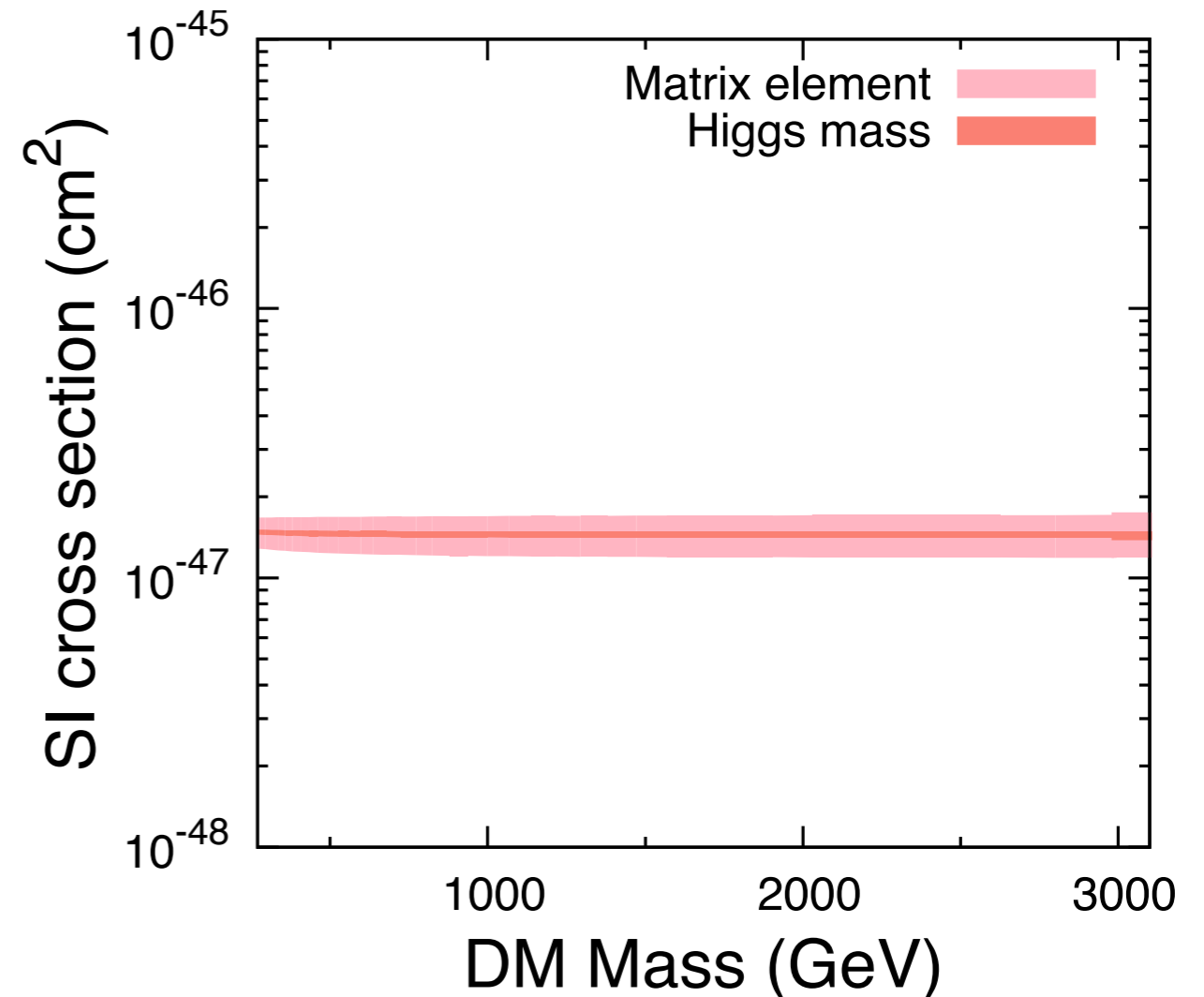
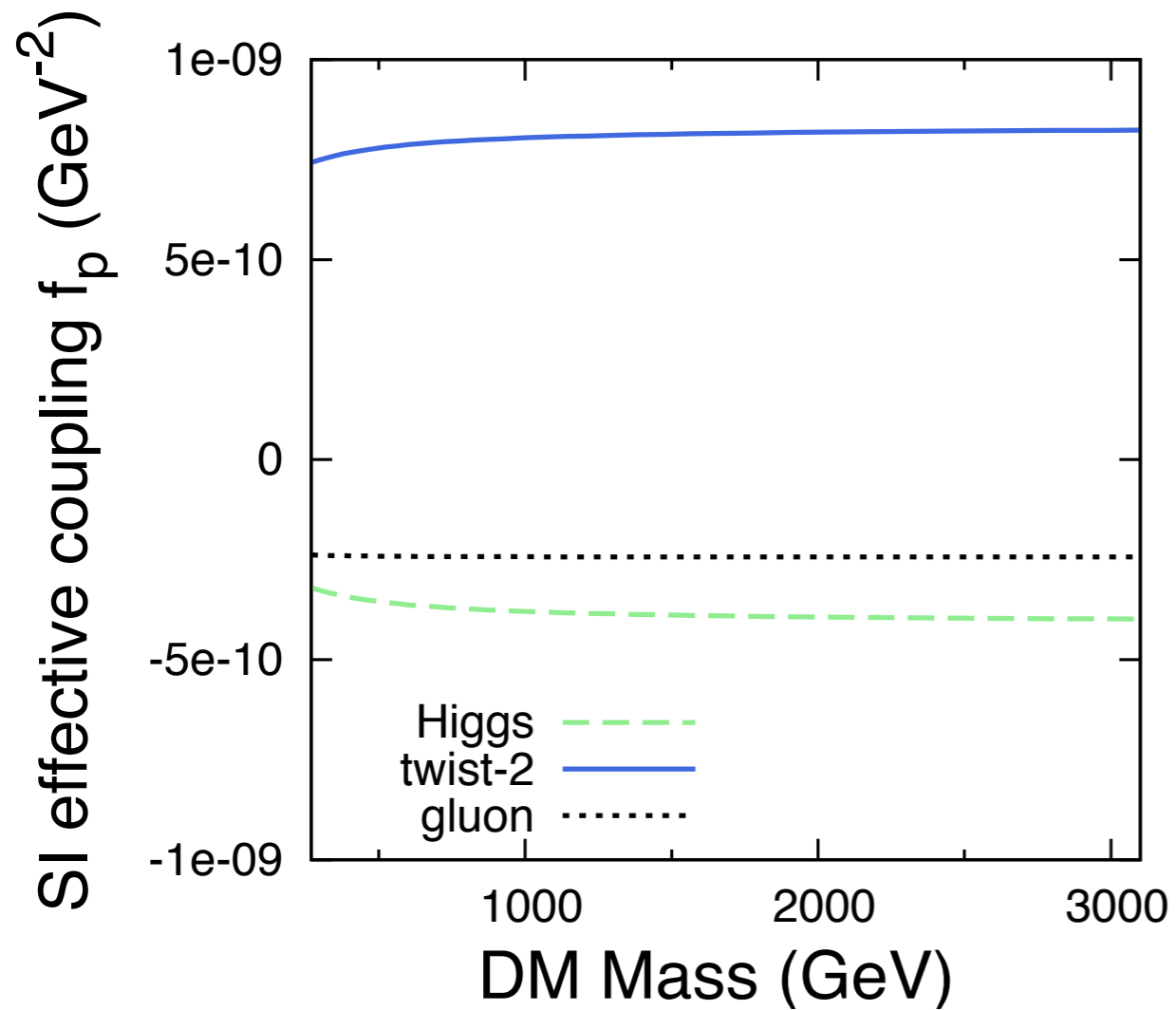
2-loop (gluon)



取り入れられて
いなかった。

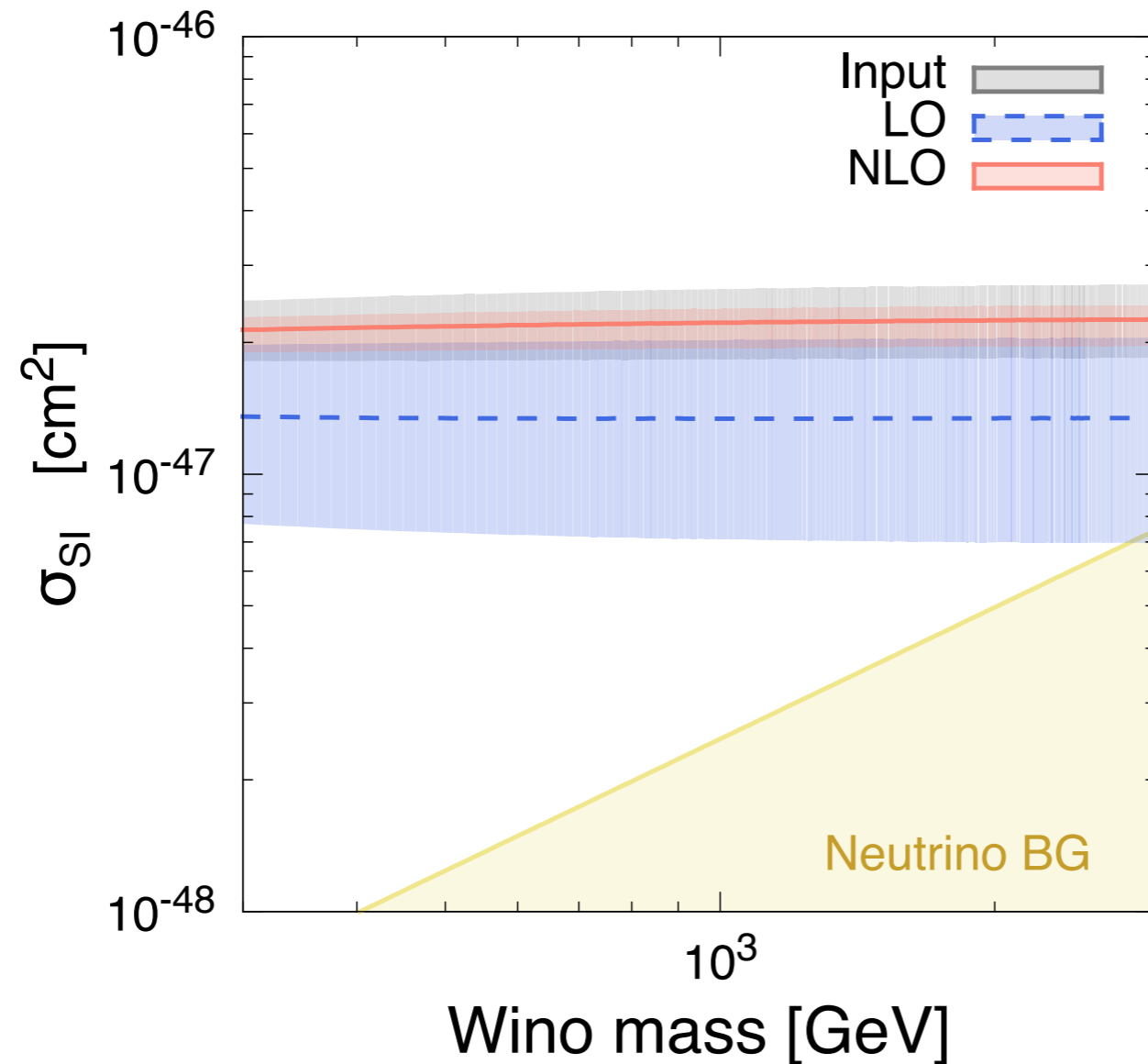
J. Hisano, K. Ishiwata, N. Nagata, Phys. Lett. **B690**, 311 (2010)

LO results (triplet)



- ・ 各寄与の間に打ち消し合いが生じていた。
- ・ その結果, 従来の計算結果よりも小さな断面積が得られた。

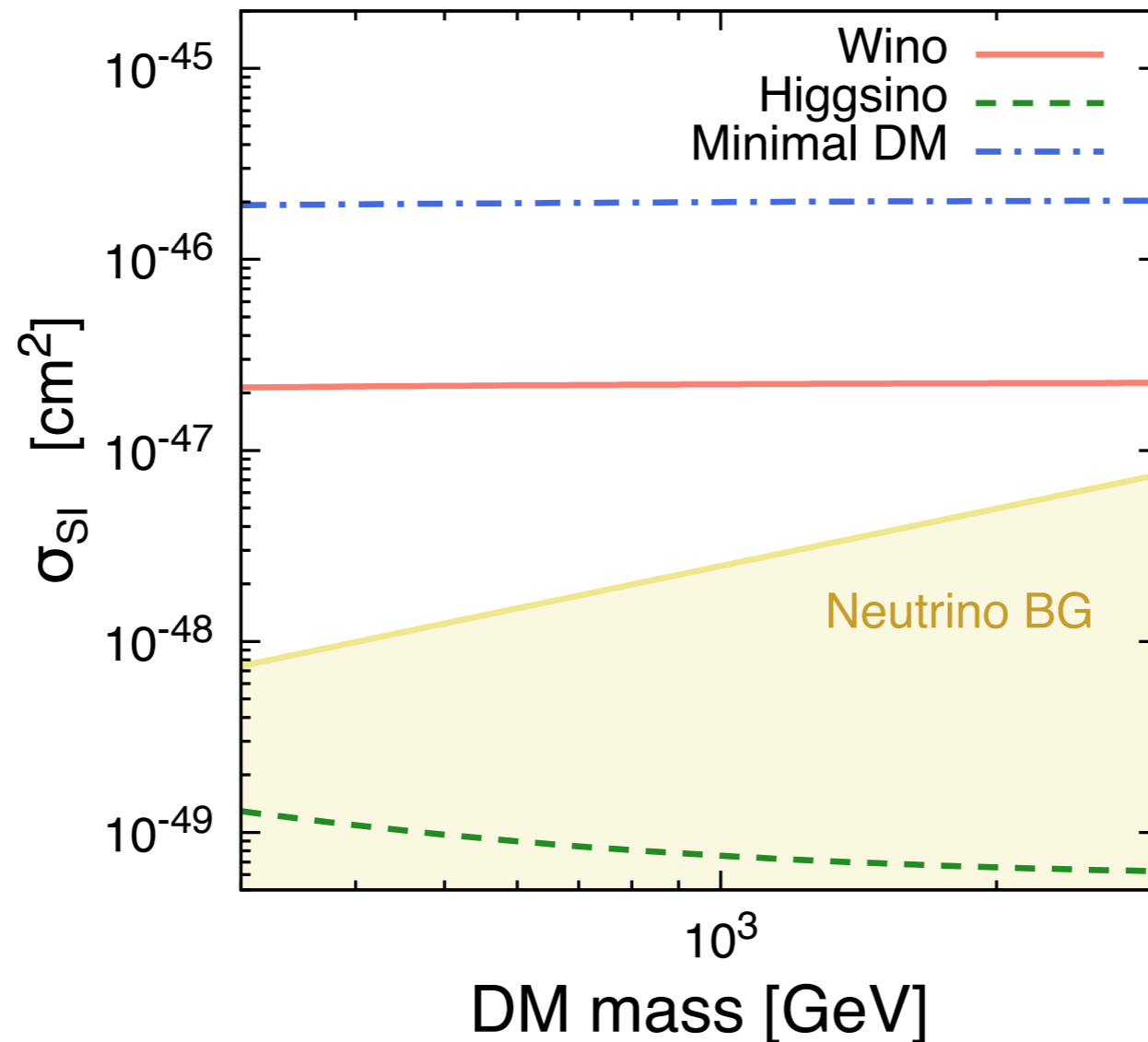
NLO result (triplet)



$$\sigma_{SI} \simeq 2 \times 10^{-47} \text{ cm}^2$$

- ・ 打消し合いのせいで不定性が大きかったのでNLOまで計算した。
- ・ それでもニュートリノBGよりも上なので**将来検証可能**。

NLO results



- Minimal DMは検証可能
- 二重項 (pure Higgsino) を探るのは厳しそう。

Higgsino-like DM

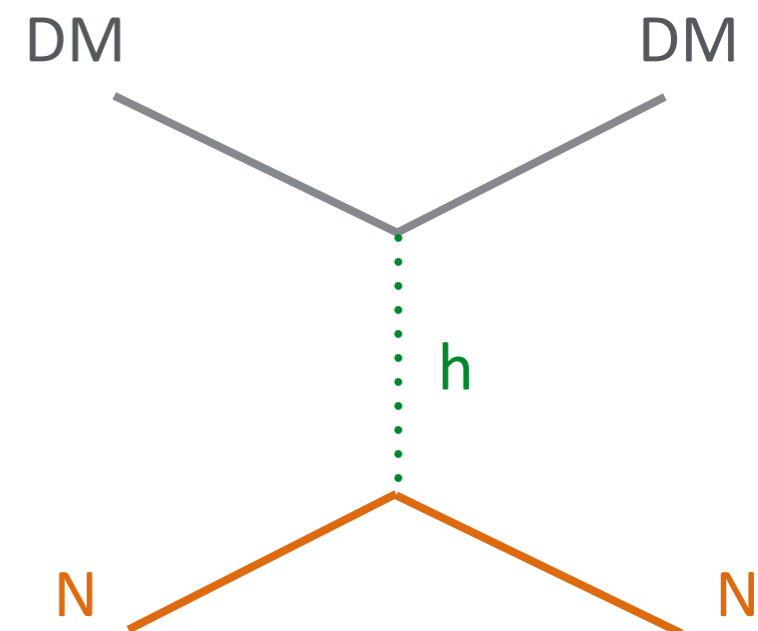
確かにpureな二重項暗黒物質を探るのは難しいのだが、新物理の模型においてはヒッグス場を介して他のフェルミオンと混ざっている場合が多い。

超対称標準模型

ヒッグシーノ・ビーノ混合状態が暗黒物質となる場合がしばしば現れる。

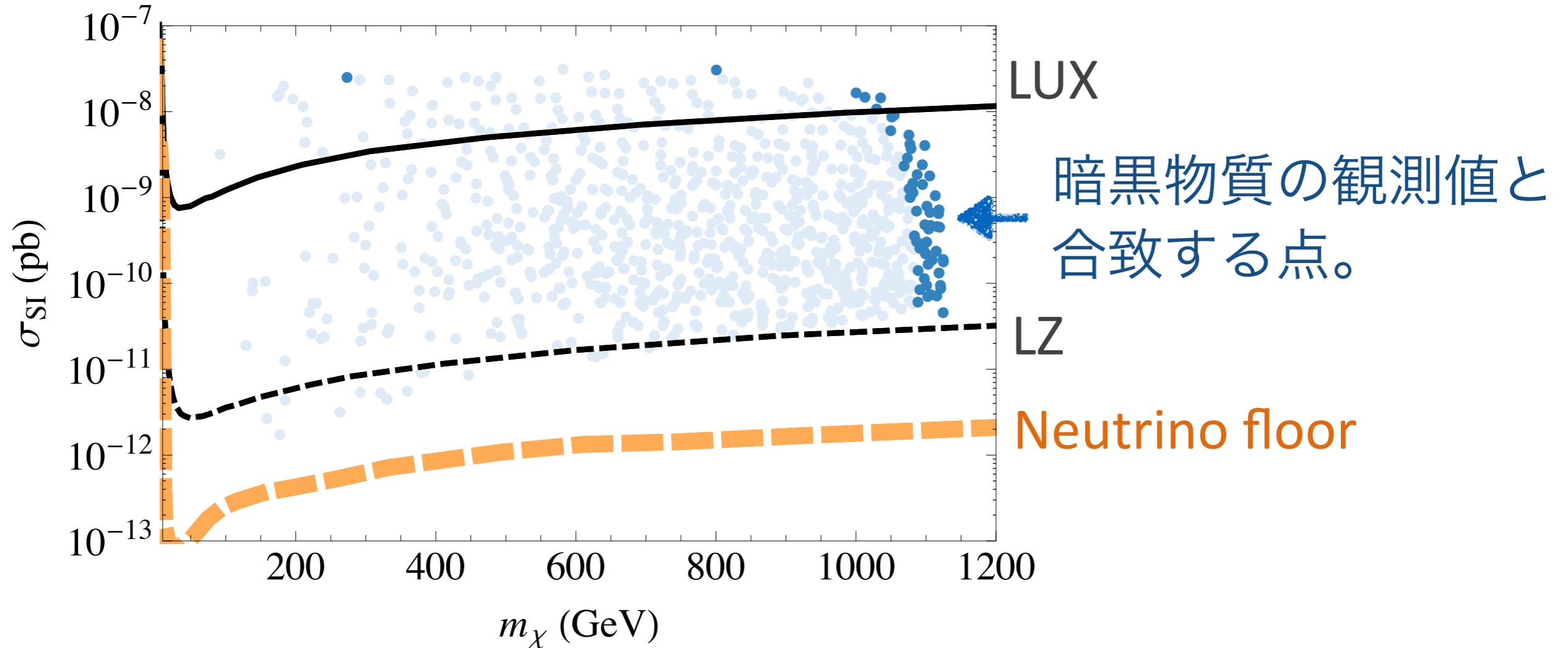


ヒッグス交換過程により核子散乱を起こせるので、直接探索可能になる。



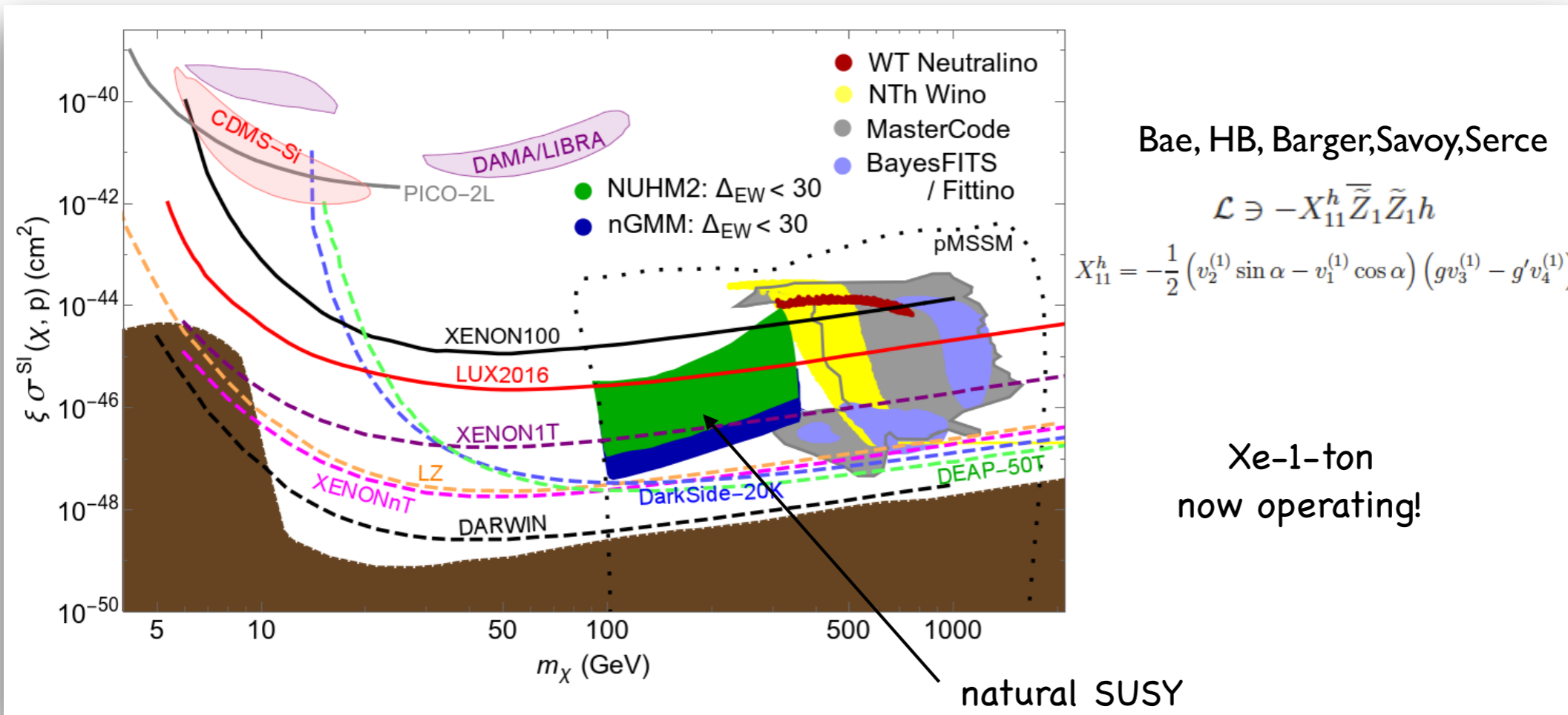
Direct detection (Higgsino-bino case)

$$\tan\beta=5, A_0/m_0=0, M_{\text{in}}=M_{\text{GUT}}, \mu>0$$



ヒッグシーノ・ビーノ暗黒物質は将来実験で探索可能。

Natural SUSY (light Higgsino)



- naturalness -> upper bounds on sparticle masses
- when to give up on SUSY?
- no WIMPs at Xe-n-ton/LZ
- no higgsinos at ILC
- no gluinos/top-squarks at LHC33

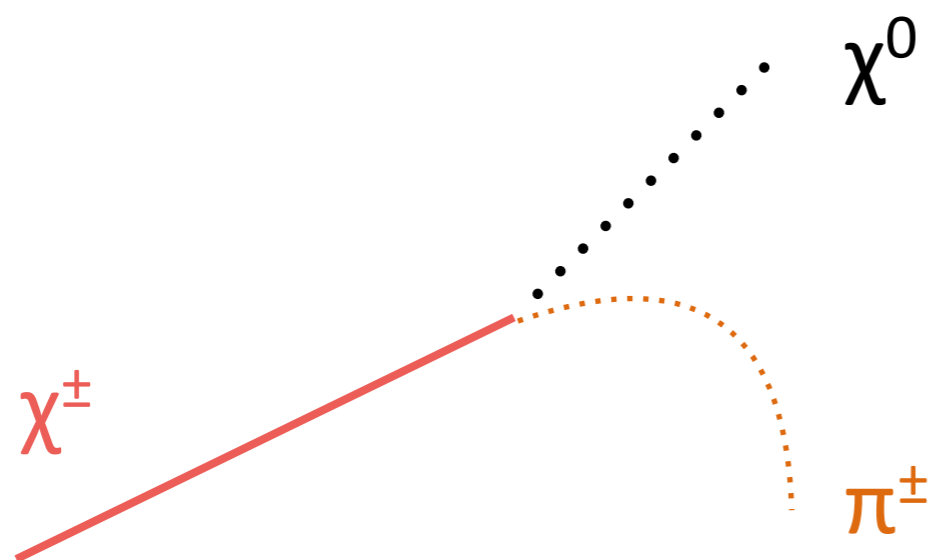
その他の探索

LHC search

電弱暗黒物質多重項は，カラー粒子と比較して生成断面積が小さい。

加えて，多重項間の質量差が非常に小さいため，崩壊の際の生成物のエネルギーが非常に小さい。

例) 三重項では165 MeV



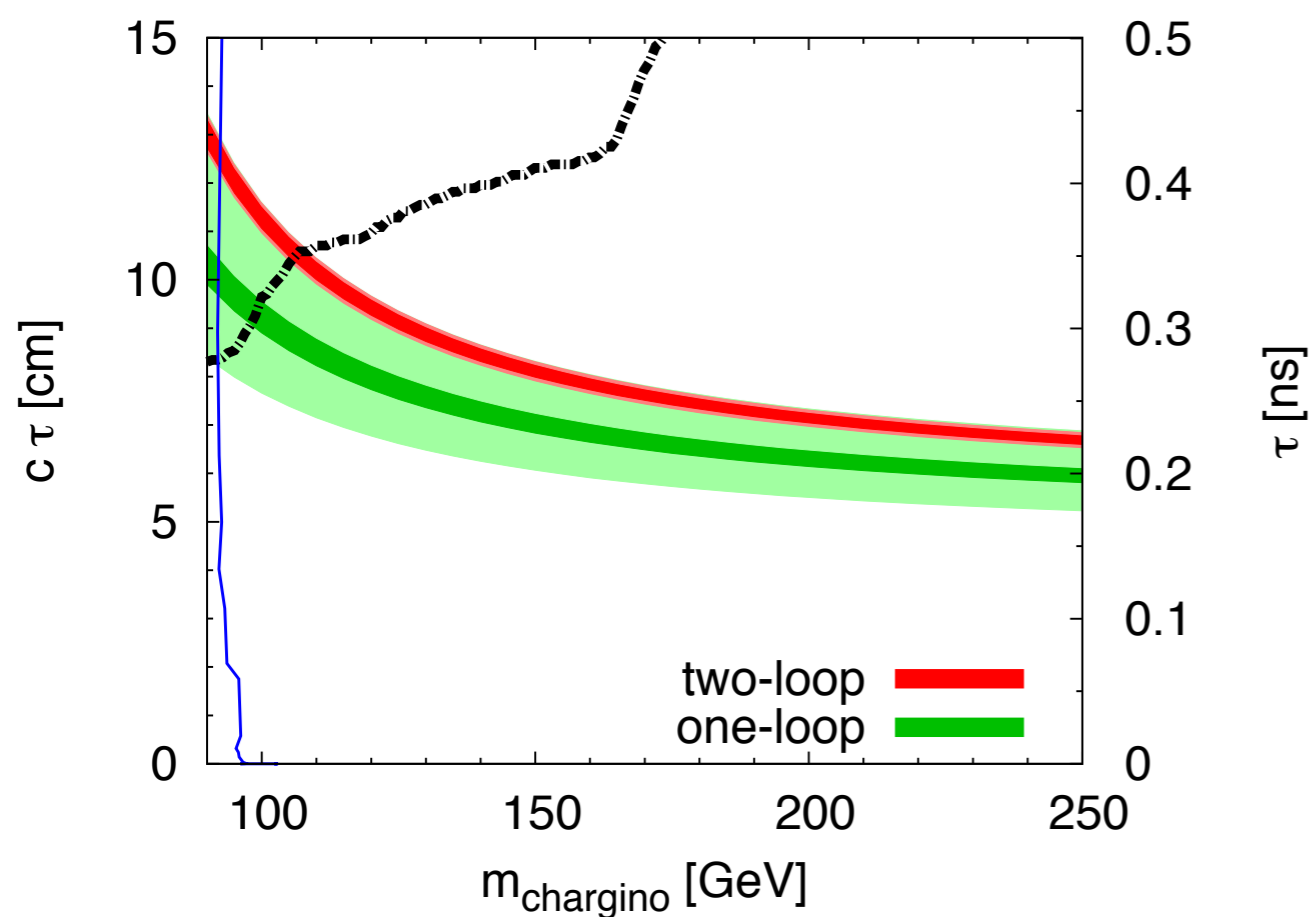
LHCでこれらを探るのはとても難しそう？

Lifetime

小さな質量差により，荷電成分が**長寿命**になる。

主要な崩壊モード: $\chi^\pm \rightarrow \chi^0 + \pi^\pm$

$$\Gamma(\chi^\pm \rightarrow \chi^0 + \pi^\pm) = \frac{4G_F^2 V_{ud}^2 f_\pi^2}{\pi} \Delta M^3 \left(1 - \frac{m_\pi^2}{\Delta M^2}\right)^{\frac{1}{2}}$$



$$\tau \simeq 0.2 \text{ ns}$$

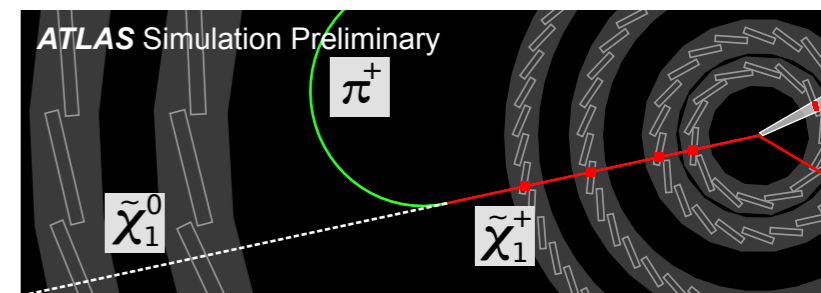
$$c\tau \simeq 6 \text{ cm}$$

検出器内で崩壊する！

Disappearing track search

崩壊生成物のエネルギーが小さすぎることで、内部飛跡検出器における**消失トラック事象**という特徴的な信号を与える。

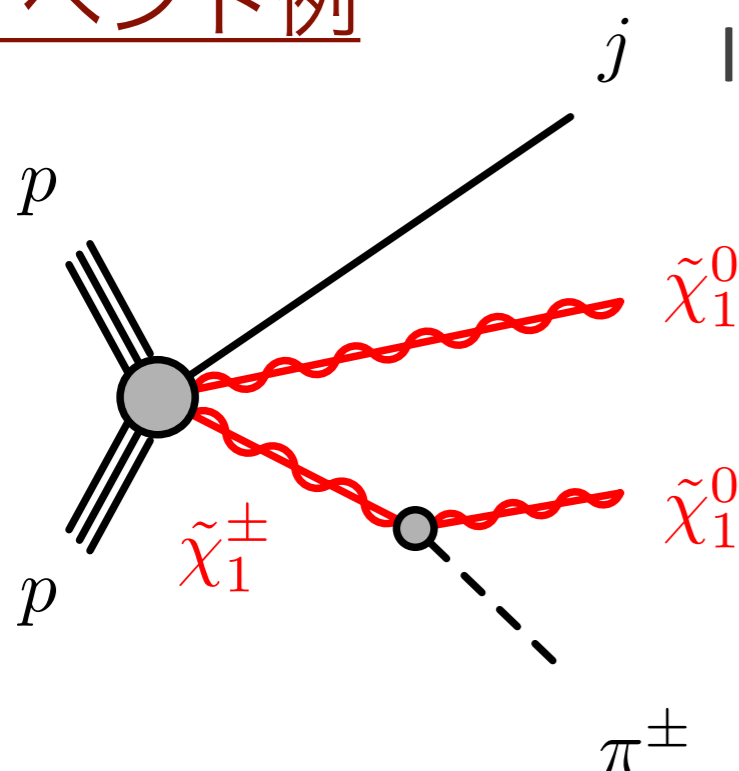
荷電トラック $\chi^\pm \rightarrow \chi^0 + \pi^\pm$
 E_T^{miss} へ口へ口なため
検出されない。



この事象に着目して背景事象を効率よく落とす。

J. L. Feng, T. Moroi, L. Randall, M. Strassler, S. F. Su (1999);
M. Ibe, T. Moroi, T. T. Yanagida (2006), etc...

イベント例



Initial State Radiation (ISR)

Large E_T^{miss}
Single jet
Disappearing track

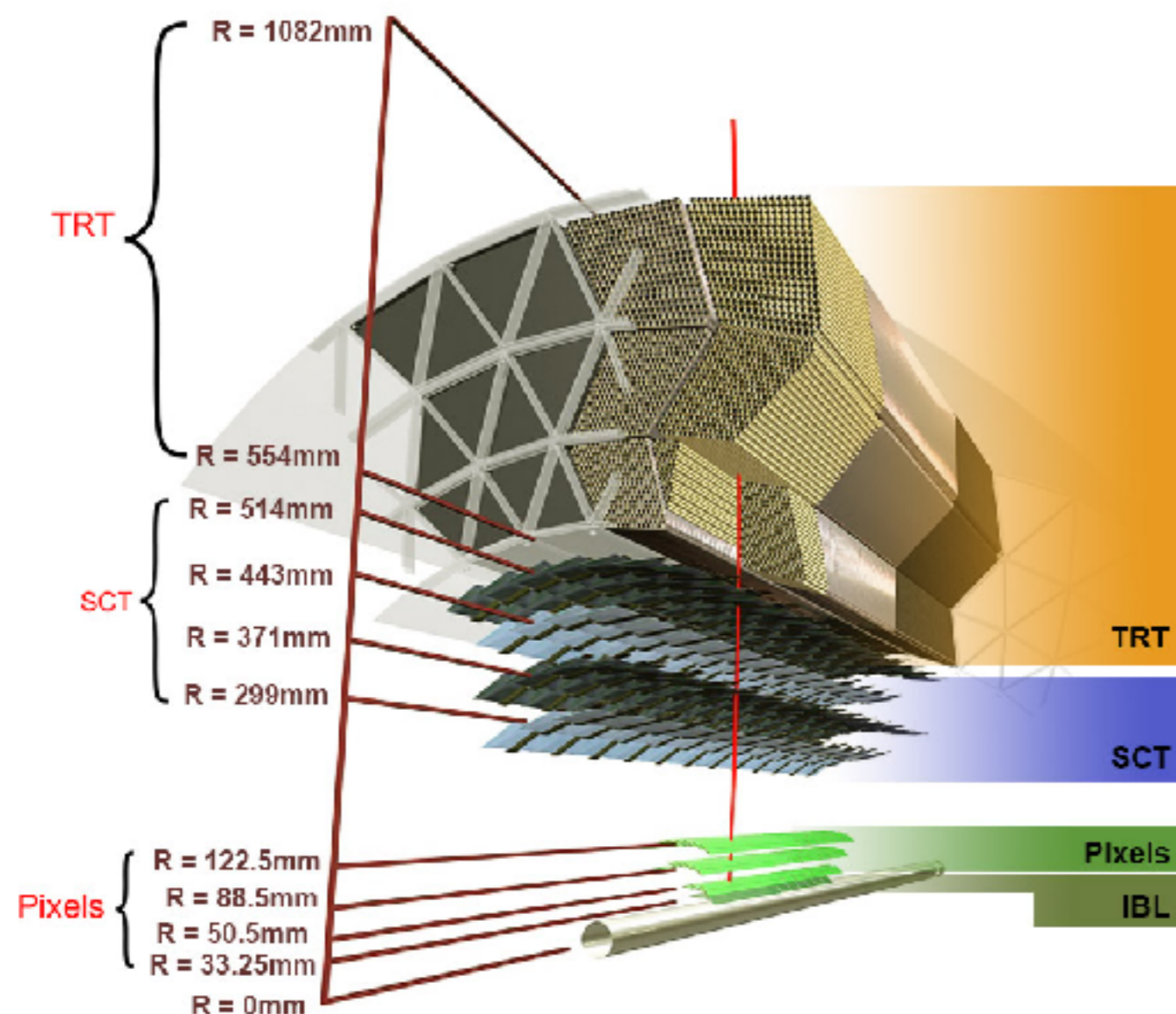
Role of ISR

- トリガー
- 系をブースト

Improvement from Run-1 @ ATLAS



ATLAS 内部飛跡検出器



New!!

Insertable B-layer (IBL)

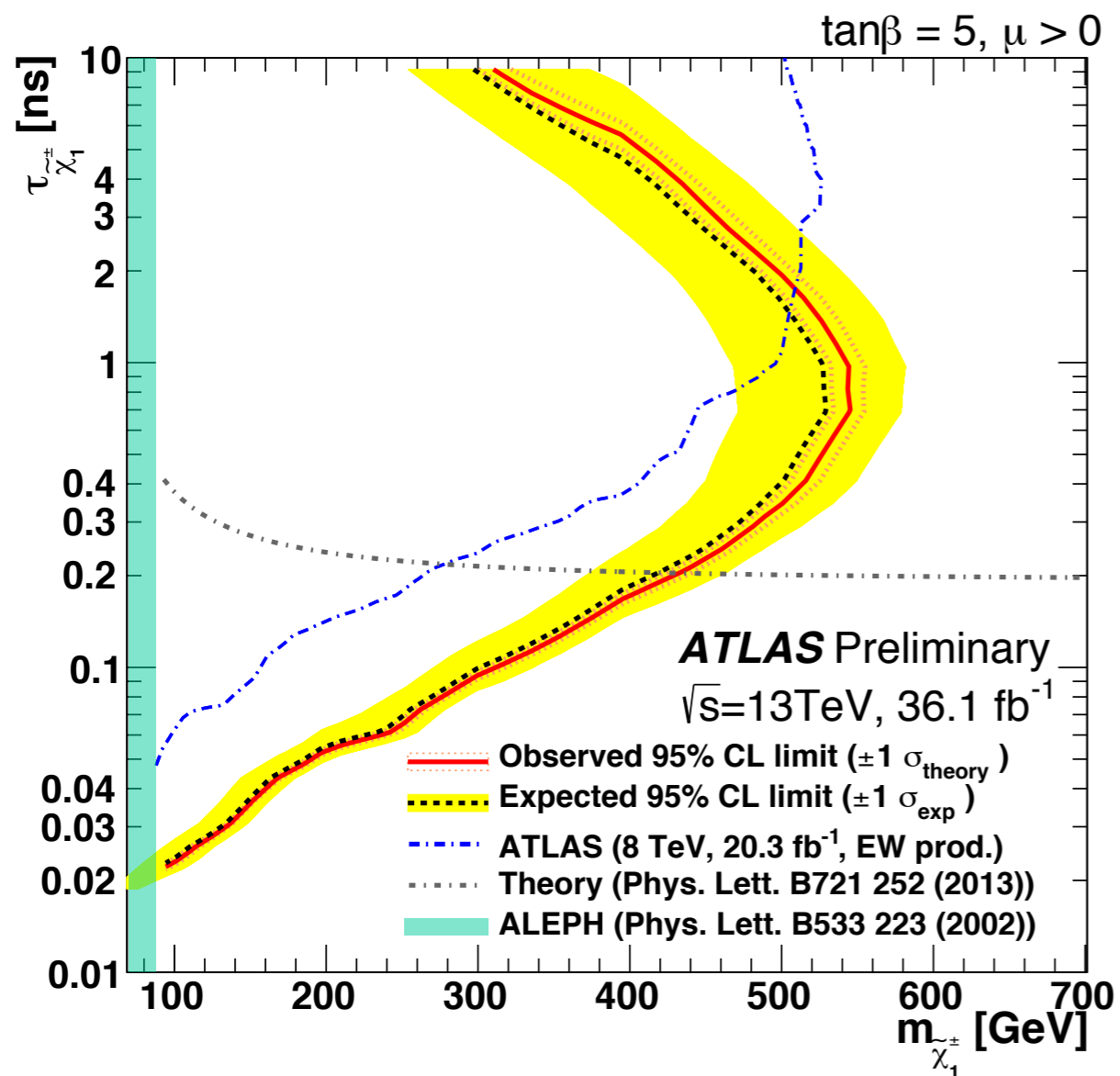
消失トラック事象の条件

Run-1: 3 pixel + 1 SCT hits

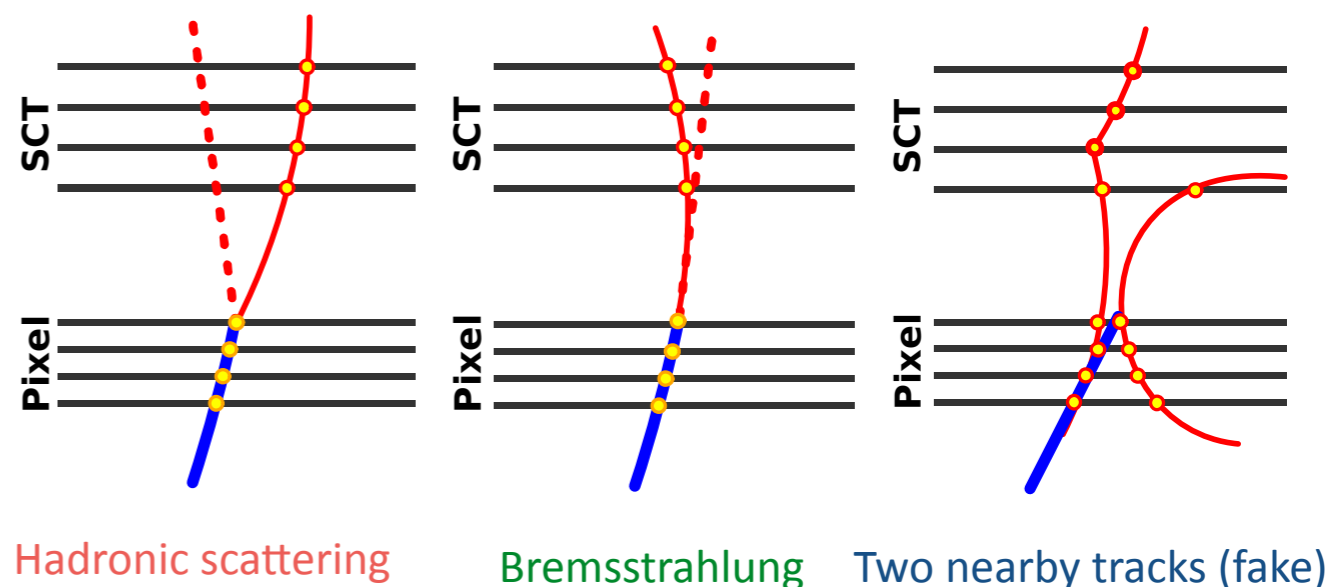
Run-2: 4 pixel hits

30 cm → 12 cm

Results



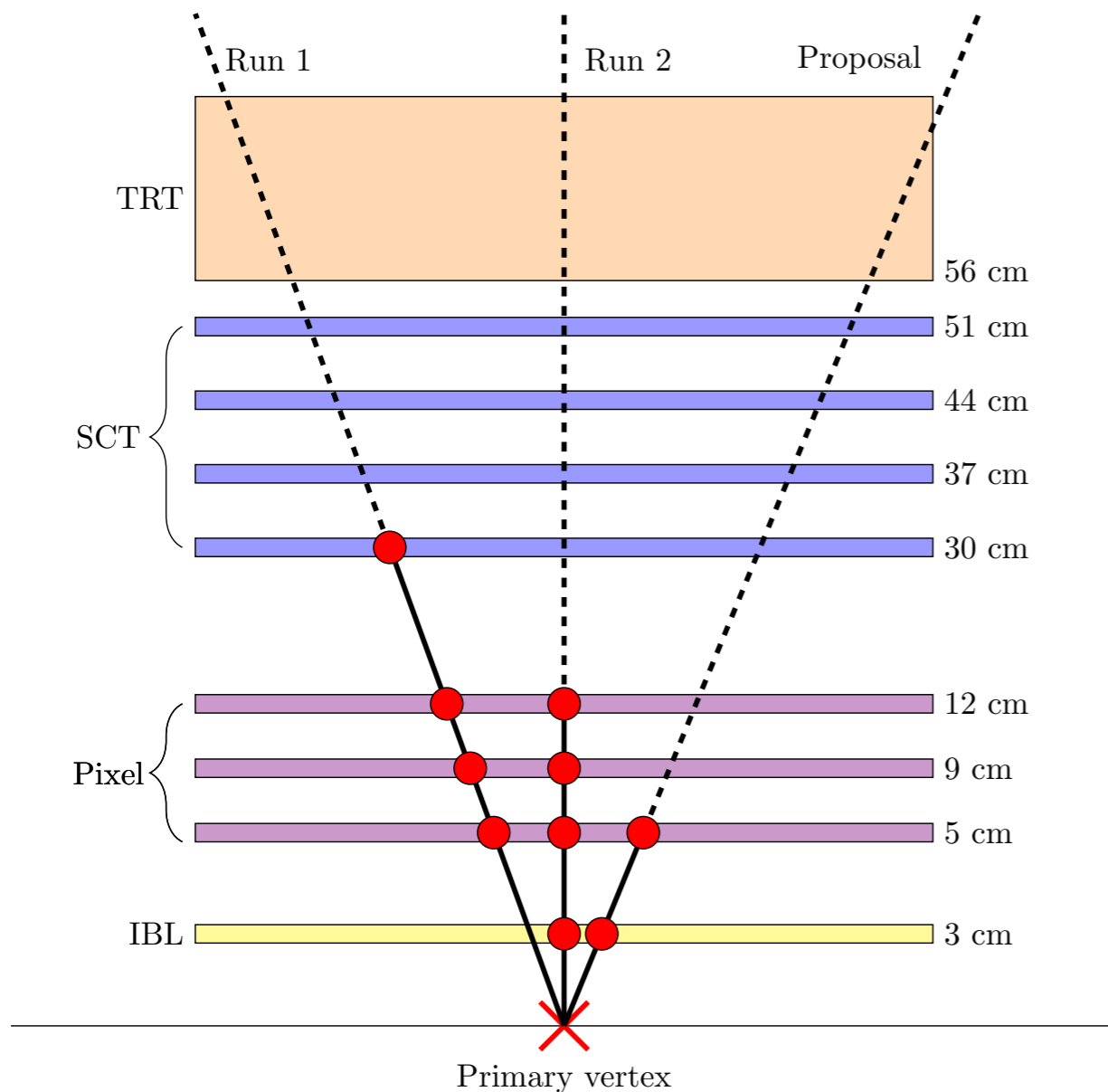
BG: $t\bar{t}$, W + jets



3 重項暗黒物質は430 GeVまで制限された。

Shorter disappearing tracks

ピクセル検出器のヒット数の要求を緩めると、イベント数は飛躍的に向上する。



2つのピクセル・ヒット＋
衝突点からトラックを再構成

運動量の分解能が著しく悪くなる。。

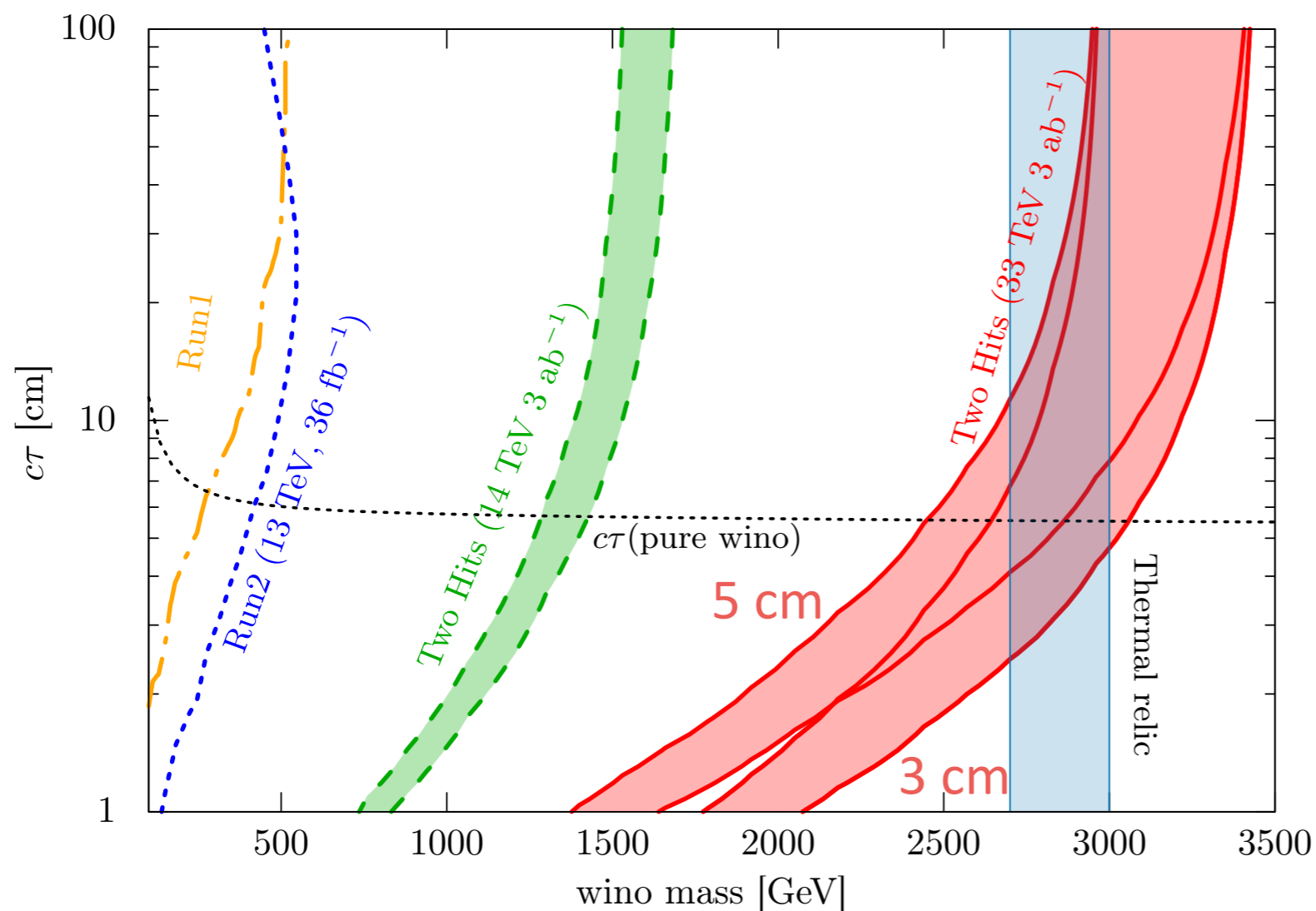
背景事象を落とすための更なる
戦略が必要。

- dE/dx
- Displaced vertices
- Smaller size pixel trackers

Two-hit strategy

きちんと背景事象を落とせたと仮定してみると。。

Expected limits



of BG events: 0—10

$E_T^{\text{miss}}, P_T^{\text{lead}} > 400 \text{ GeV}$
for 14 TeV.

$E_T^{\text{miss}}, P_T^{\text{lead}} > 600 \text{ GeV}$
for 33 TeV.

LHCにて3重項暗黒物質は1 TeVまで探せる。

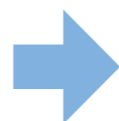
33 TeV 加速器で全領域の探索が可能。

Pure doublet

二重項暗黒物質も探れるかもしれない。

二重項暗黒物質の場合の難点

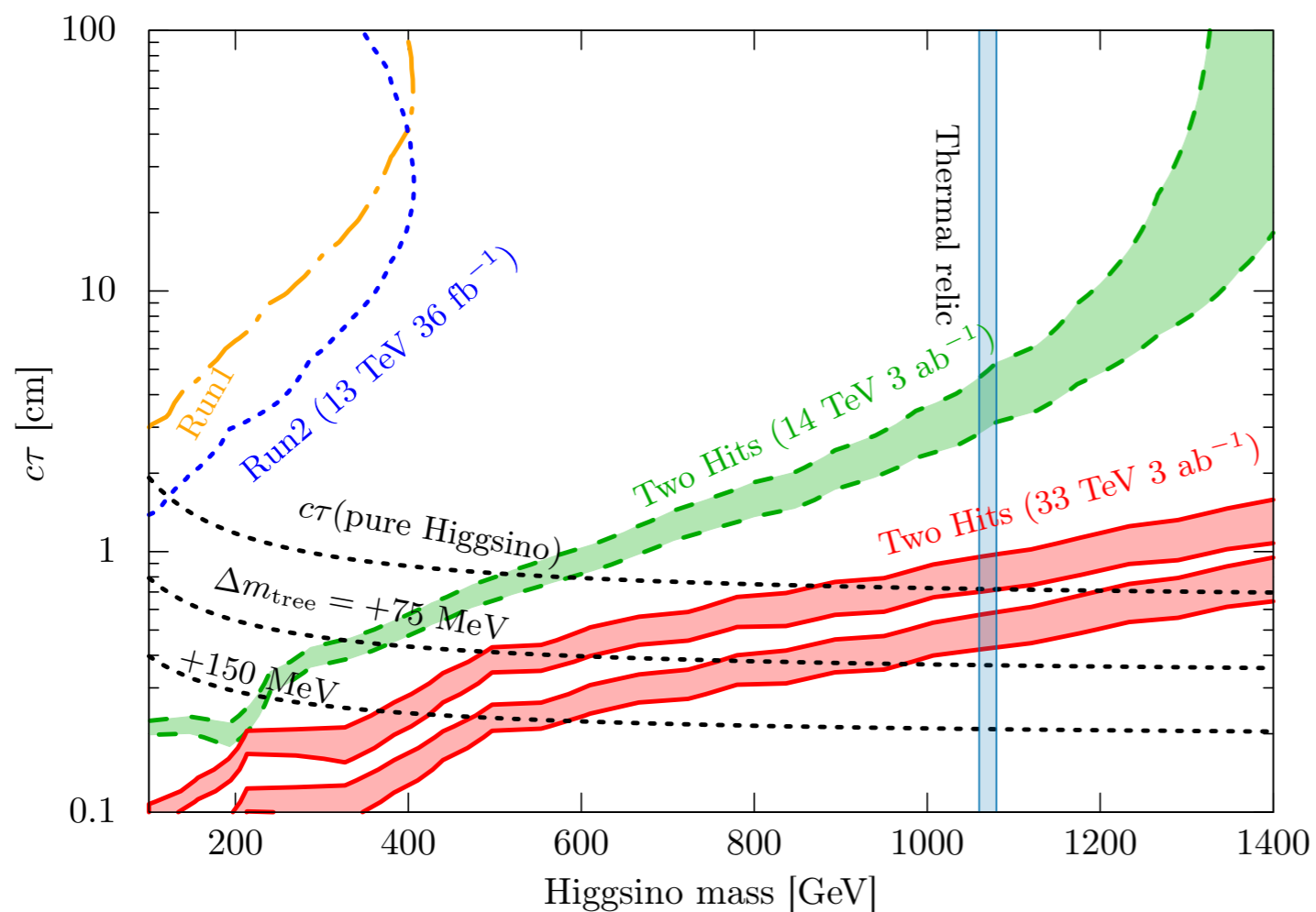
$$\Delta m \sim 350 \text{ MeV}$$



$$c\tau \sim 1 \text{ cm}$$

Expected limits

寿命が短い。。。。



2-Hit 法を用いれば33 TeV
加速器で全領域探索可能。

Indirect search

暗黒物質の消滅断面積は比較的大きいので、間接探索実験は有効な手段となる。特に、 γ 線を用いるのが有望。

銀河中心

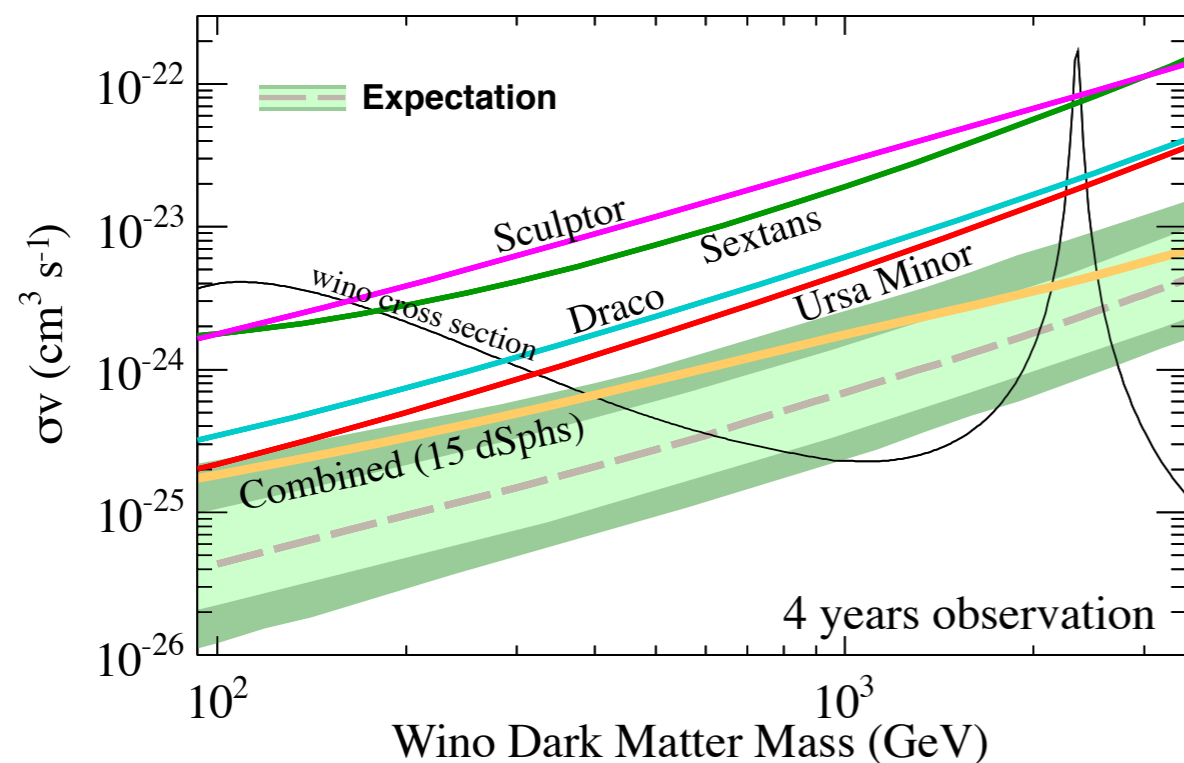
暗黒物質分布の不定性から来る誤差が非常に大きい

矮小楕円体銀河 (dSphs)

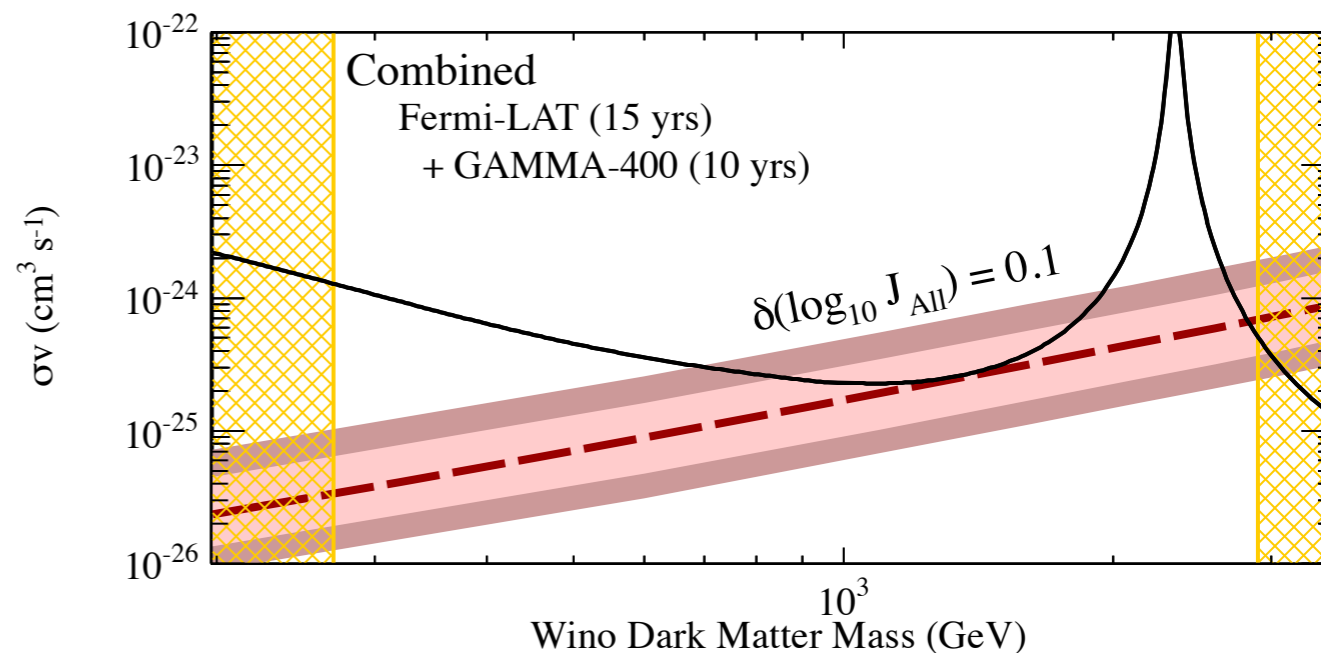
暗黒物質分布の不定性から来る誤差が比較的小さく、信頼性の高い制限を与える。

Indirect search

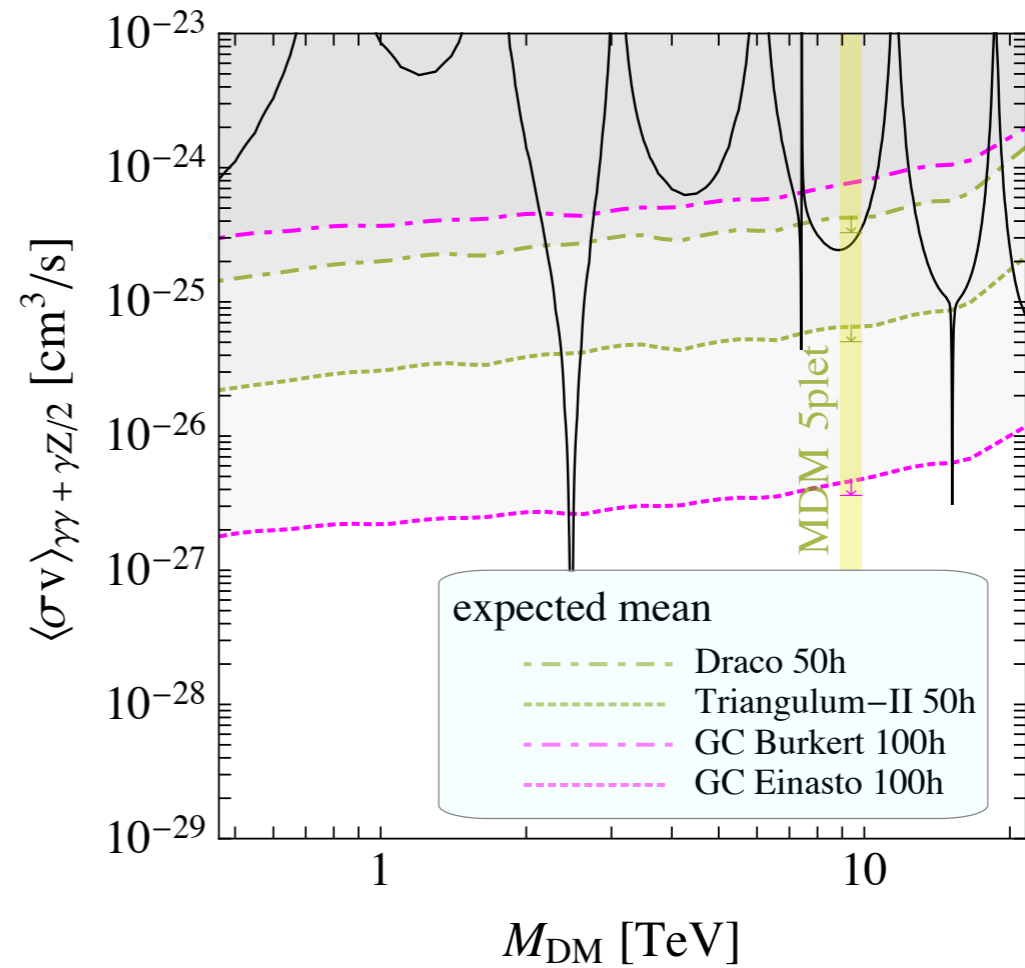
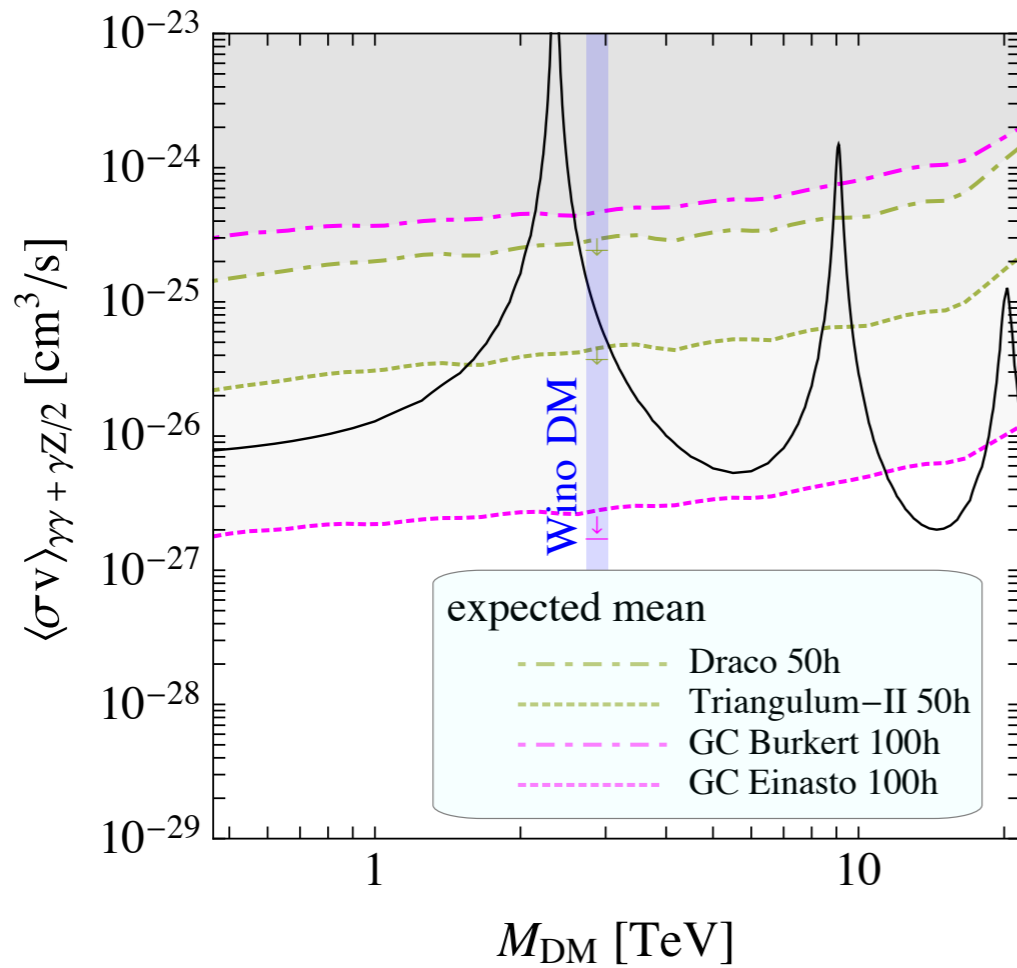
現在の制限



将来の予想



三重項の場合， 大部分の領域が将来実験にて探索可能。



銀河中心はやはり不定性が大きい。

Conclusion

Conclusion

- 電弱相互作用を行う暗黒物質の性質を概観した。
- 特に、暗黒物質直接探索実験による探索可能性を議論した。
- 現在の実験でいくつかの場合について制限を与えているものの、本格的に探りうるのはまだまだこれから。
- 直接探索実験, LHC実験, 間接探索実験をあわせて精査していくことが重要。

Backup

Electroweak-Interacting DM

Quantum numbers			DM could	DM mass	$m_{\text{DM}^\pm} - m_{\text{DM}}$	Finite naturalness	σ_{SI} in
$\text{SU}(2)_L$	$\text{U}(1)_Y$	Spin	decay into	in TeV	in MeV	bound in TeV	10^{-46} cm^2
2	1/2	0	EL	0.54	350	$0.4 \times \sqrt{\Delta}$	$(0.4 \pm 0.6) 10^{-3}$
2	1/2	1/2	EH	1.1	341	$1.9 \times \sqrt{\Delta}$	$(0.25 \pm 0.56) 10^{-3}$
3	0	0	HH^*	2.0 → 2.5	166	$0.22 \times \sqrt{\Delta}$	0.12 ± 0.03
3	0	1/2	LH	2.4 → 2.7	166	$1.0 \times \sqrt{\Delta}$	0.12 ± 0.03
3	1	0	HH, LL	1.6 → ?	540	$0.22 \times \sqrt{\Delta}$	$(1.3 \pm 1.1) 10^{-2}$
3	1	1/2	LH	1.9 → ?	526	$1.0 \times \sqrt{\Delta}$	$(1.3 \pm 1.1) 10^{-2}$
4	1/2	0	HHH^*	2.4 → ?	353	$0.14 \times \sqrt{\Delta}$	0.27 ± 0.08
4	1/2	1/2	(LHH^*)	2.4 → ?	347	$0.6 \times \sqrt{\Delta}$	0.27 ± 0.08
4	3/2	0	HHH	2.9 → ?	729	$0.14 \times \sqrt{\Delta}$	0.15 ± 0.07
4	3/2	1/2	(LHH)	2.6 → ?	712	$0.6 \times \sqrt{\Delta}$	0.15 ± 0.07
5	0	0	(HHH^*H^*)	5.0 → 9.4	166	$0.10 \times \sqrt{\Delta}$	1.0 ± 0.2
5	0	1/2	stable	4.4 → 10	166	$0.4 \times \sqrt{\Delta}$	1.0 ± 0.2
7	0	0	stable	8 → 25	166	$0.06 \times \sqrt{\Delta}$	4 ± 1

間違い!

(→: ゾンマーフェルト効果)

未完

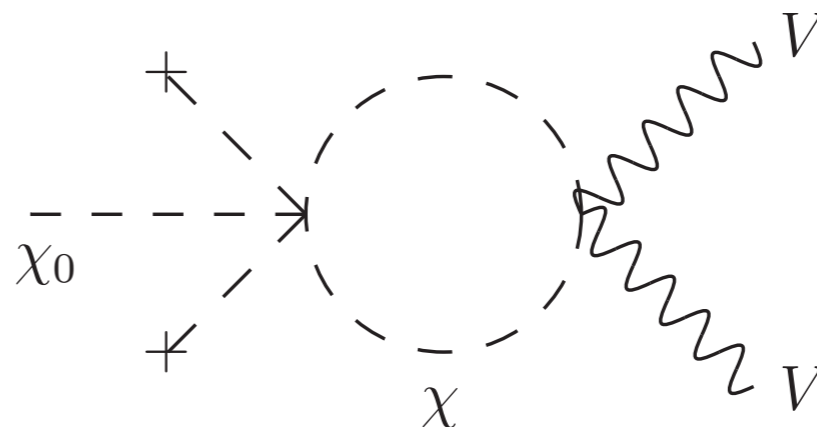
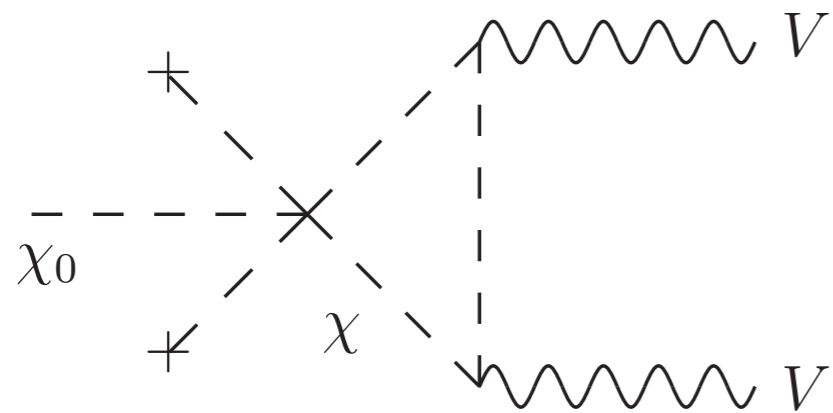
$$\frac{1}{\Lambda} \chi\chi\chi H^\dagger H$$



ループ・レベルで暗黒物質を不安定にする。

以下では, \mathbb{Z}_2 パリティで安定性が保証されているものとする。

Scalar septet DM is unstable



Dim. 5 operator

$$\frac{1}{\Lambda} \chi \chi \chi H^\dagger H$$

makes the DM decay.

$$\Gamma_{\chi_0} = \frac{857 C_0^2}{441548 \pi^5} \frac{g^4 v^4}{\Lambda_{\text{eff}}^2 m_\chi} = 5.9 \times 10^{-8} \text{ s}^{-1} \left(\frac{10^{15} \text{ GeV}}{\Lambda} \right)^2 \left(\frac{1 \text{ TeV}}{m_\chi} \right)$$

$(C_0 \simeq -0.0966)$

Method of effective theories

この計算を高精度かつ系統的に行うために、

有効理論の方法

を用いる。

- 暗黒物質とクォーク・グルーオンとの相互作用は高次元演算子によって表される。
非相対論的過程で効いてくる相互作用, スピンに依存しない相互作用といった情報がすぐにわかる。
- 摂動QCDの効果と非摂動的な効果とを系統的に分離できる。

Method of effective theories

- ① 暗黒物質とクォーク・グルーオンとの相互作用を媒介する粒子を積分して、有効ラグランジアンを求める。

演算子積展開 (OPE)

$$\mathcal{L}_{\text{eff}} = \sum_i C_i(\mu) \mathcal{O}_i(\mu)$$

$C_i(\mu)$: Wilson係数

短距離 (short-distance) の情報を含む

$\mathcal{O}_i(\mu)$: 有効演算子

高次元演算子。その行列要素に長距離 (long-distance) の情報を含む。

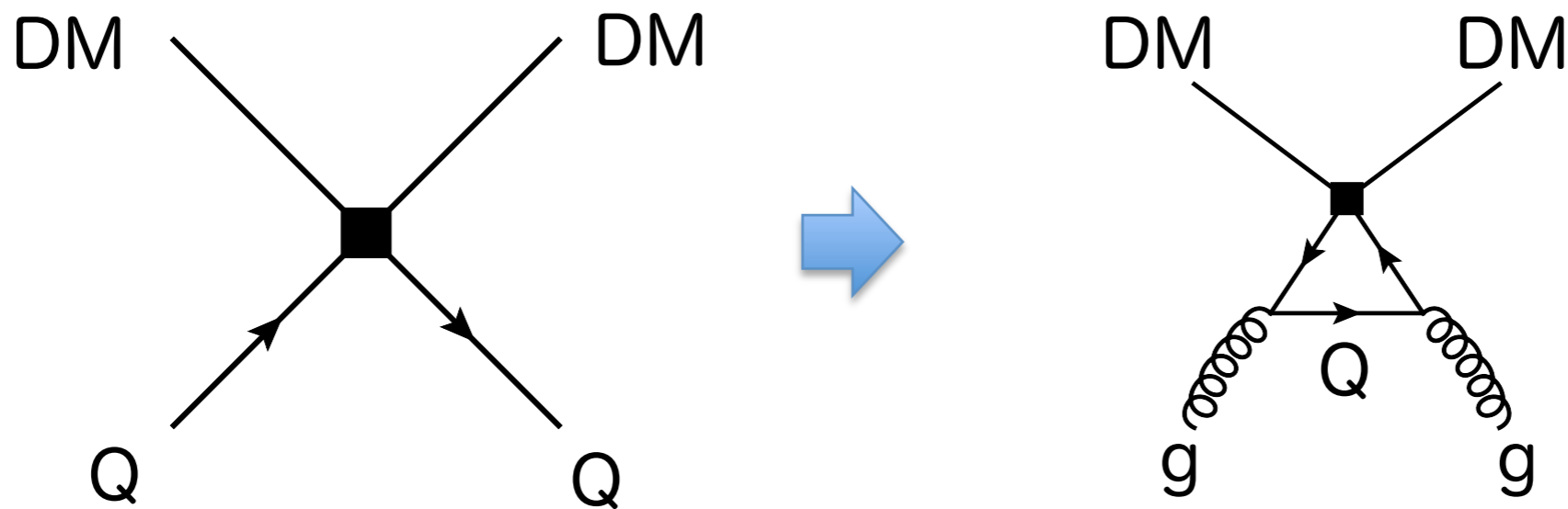
μ : factorization scale

高エネルギー理論と有効理論とをマッチさせるスケール。

Method of effective theories

② 有効演算子の核子行列要素を（適当なスケールで）求める。

- くりこみ群方程式
- 重いクォークの積分



③ 上で得られた核子行列要素を用いて散乱断面積を評価。

Effective Lagrangian

(スピンの依存しない相互作用; マヨラナ暗黒物質)

$$\mathcal{L}_{\text{eff}} = \sum_q C_S^q \mathcal{O}_S^q + C_S^g \mathcal{O}_S^g + \sum_{i=1,2} \sum_q C_{T_i}^q \mathcal{O}_{T_i}^q + \sum_{i=1,2} C_{T_i}^g \mathcal{O}_{T_i}^g ,$$

スカラー型

$$\mathcal{O}_S^q \equiv \frac{1}{2} \overline{\tilde{\chi}^0} \tilde{\chi}^0 m_q \bar{q} q ,$$

$$\mathcal{O}_S^g \equiv \frac{1}{2} \overline{\tilde{\chi}^0} \tilde{\chi}^0 G_{\mu\nu}^A G^{A\mu\nu} ,$$

Twist-2型

$$\mathcal{O}_{T_1}^q \equiv \frac{1}{2} \overline{\tilde{\chi}^0} i \partial^\mu \gamma^\nu \tilde{\chi}^0 \mathcal{O}_{\mu\nu}^q ,$$

$$\mathcal{O}_{T_2}^q \equiv \frac{1}{2} \overline{\tilde{\chi}^0} i \partial^\mu i \partial^\nu \tilde{\chi}^0 \mathcal{O}_{\mu\nu}^q ,$$

$$\mathcal{O}_{T_1}^g \equiv \frac{1}{2} \overline{\tilde{\chi}^0} i \partial^\mu \gamma^\nu \tilde{\chi}^0 \mathcal{O}_{\mu\nu}^g ,$$

$$\mathcal{O}_{T_2}^g \equiv \frac{1}{2} \overline{\tilde{\chi}^0} i \partial^\mu i \partial^\nu \tilde{\chi}^0 \mathcal{O}_{\mu\nu}^g ,$$

Twist-2 operator

$$\mathcal{O}_{\mu\nu}^q \equiv \frac{1}{2} \bar{q} i (D_\mu \gamma_\nu + D_\nu \gamma_\mu - \frac{1}{2} g_{\mu\nu} \not{D}) q$$

$$\mathcal{O}_{\mu\nu}^g \equiv G_\mu^{a\rho} G_{\rho\nu}^a + \frac{1}{4} g_{\mu\nu} G_{\alpha\beta}^a G^{a\alpha\beta}$$

Effective Lagrangian

(スピンの依存しない相互作用; マヨラナ暗黒物質)

$$\mathcal{L}_{\text{eff}} = \sum_q C_S^q \mathcal{O}_S^q + C_S^g \mathcal{O}_S^g + \sum_{i=1,2} \sum_q C_{T_i}^q \mathcal{O}_{T_i}^q + \sum_{i=1,2} C_{T_i}^g \mathcal{O}_{T_i}^g ,$$

スカラー型

$$\mathcal{O}_S^q \equiv \frac{1}{2} \overline{\tilde{\chi}^0} \tilde{\chi}^0 m_q \bar{q} q ,$$

$$\mathcal{O}_S^g \equiv \frac{1}{2} \overline{\tilde{\chi}^0} \tilde{\chi}^0 G_{\mu\nu}^A G^{A\mu\nu} ,$$

暗黒物質と核子質量との結合をもたらす。

Twist-2型

$$\mathcal{O}_{T_1}^q \equiv \frac{1}{2} \overline{\tilde{\chi}^0} i \partial^\mu \gamma^\nu \tilde{\chi}^0 \mathcal{O}_{\mu\nu}^q ,$$

$$\mathcal{O}_{T_2}^q \equiv \frac{1}{2} \overline{\tilde{\chi}^0} i \partial^\mu i \partial^\nu \tilde{\chi}^0 \mathcal{O}_{\mu\nu}^q ,$$

$$\mathcal{O}_{T_1}^g \equiv \frac{1}{2} \overline{\tilde{\chi}^0} i \partial^\mu \gamma^\nu \tilde{\chi}^0 \mathcal{O}_{\mu\nu}^g ,$$

$$\mathcal{O}_{T_2}^g \equiv \frac{1}{2} \overline{\tilde{\chi}^0} i \partial^\mu i \partial^\nu \tilde{\chi}^0 \mathcal{O}_{\mu\nu}^g ,$$

Twist-2 operator

$$\mathcal{O}_{\mu\nu}^q \equiv \frac{1}{2} \bar{q} i (D_\mu \gamma_\nu + D_\nu \gamma_\mu - \frac{1}{2} g_{\mu\nu} \not{D}) q$$

$$\mathcal{O}_{\mu\nu}^g \equiv G_\mu^{a\rho} G_{\rho\nu}^a + \frac{1}{4} g_{\mu\nu} G_{\alpha\beta}^a G^{a\alpha\beta}$$

Effective Lagrangian

(スピンの依存しない相互作用; マヨラナ暗黒物質)

$$\mathcal{L}_{\text{eff}} = \sum_q C_S^q \mathcal{O}_S^q + C_S^g \mathcal{O}_S^g + \sum_{i=1,2} \sum_q C_{T_i}^q \mathcal{O}_{T_i}^q + \sum_{i=1,2} C_{T_i}^g \mathcal{O}_{T_i}^g ,$$

スカラー型

$$\mathcal{O}_S^q \equiv \frac{1}{2} \overline{\tilde{\chi}^0} \tilde{\chi}^0 m_q \bar{q} q ,$$

$$\mathcal{O}_S^g \equiv \frac{1}{2} \overline{\tilde{\chi}^0} \tilde{\chi}^0 G_{\mu\nu}^A G^{A\mu\nu} ,$$

暗黒物質とクォーク・グルーオンの運動量との結合をもたらす。

Twist-2型

$$\mathcal{O}_{T_1}^q \equiv \frac{1}{2} \overline{\tilde{\chi}^0} i \partial^\mu \gamma^\nu \tilde{\chi}^0 \mathcal{O}_{\mu\nu}^q ,$$

$$\mathcal{O}_{T_2}^q \equiv \frac{1}{2} \overline{\tilde{\chi}^0} i \partial^\mu i \partial^\nu \tilde{\chi}^0 \mathcal{O}_{\mu\nu}^q ,$$

$$\mathcal{O}_{T_1}^g \equiv \frac{1}{2} \overline{\tilde{\chi}^0} i \partial^\mu \gamma^\nu \tilde{\chi}^0 \mathcal{O}_{\mu\nu}^g ,$$

$$\mathcal{O}_{T_2}^g \equiv \frac{1}{2} \overline{\tilde{\chi}^0} i \partial^\mu i \partial^\nu \tilde{\chi}^0 \mathcal{O}_{\mu\nu}^g ,$$

Twist-2 operator

$$\mathcal{O}_{\mu\nu}^q \equiv \frac{1}{2} \bar{q} i (D_\mu \gamma_\nu + D_\nu \gamma_\mu - \frac{1}{2} g_{\mu\nu} \not{D}) q$$

$$\mathcal{O}_{\mu\nu}^g \equiv G_\mu^{a\rho} G_{\rho\nu}^a + \frac{1}{4} g_{\mu\nu} G_{\alpha\beta}^a G^{a\alpha\beta}$$

Nucleon matrix elements (Twist-2 型)

Twist-2型演算子の核子行列要素は、**パートン分布関数(PDF)**を用いて求める。

$$\langle N(p) | \mathcal{O}_{\mu\nu}^q | N(p) \rangle = \frac{1}{m_N} \left(p_\mu p_\nu - \frac{1}{4} m_N^2 g_{\mu\nu} \right) (q(2; \mu) + \bar{q}(2; \mu)) ,$$

$$\langle N(p) | \mathcal{O}_{\mu\nu}^g | N(p) \rangle = -\frac{1}{m_N} \left(p_\mu p_\nu - \frac{1}{4} m_N^2 g_{\mu\nu} \right) g(2; \mu) .$$

ここで、 $q(2)$, $g(2)$ は **PDFのsecond moment** と呼ばれる。

$$q(2; \mu) = \int_0^1 dx x q(x, \mu) ,$$

$$\bar{q}(2; \mu) = \int_0^1 dx x \bar{q}(x, \mu) ,$$

$$g(2; \mu) = \int_0^1 dx x g(x, \mu) .$$

$g(2)$	0.464(2)		
$u(2)$	0.223(3)	$\bar{u}(2)$	0.036(2)
$d(2)$	0.118(3)	$\bar{d}(2)$	0.037(3)
$s(2)$	0.0258(4)	$\bar{s}(2)$	0.0258(4)
$c(2)$	0.0187(2)	$\bar{c}(2)$	0.0187(2)
$b(2)$	0.0117(1)	$\bar{b}(2)$	0.0117(1)

Effective coupling of Majorana DM with nucleon

$$\mathcal{L}_{\text{eff}} = \frac{1}{2} f_N \overline{\tilde{\chi}^0} \tilde{\chi}^0 \overline{N} N$$

with

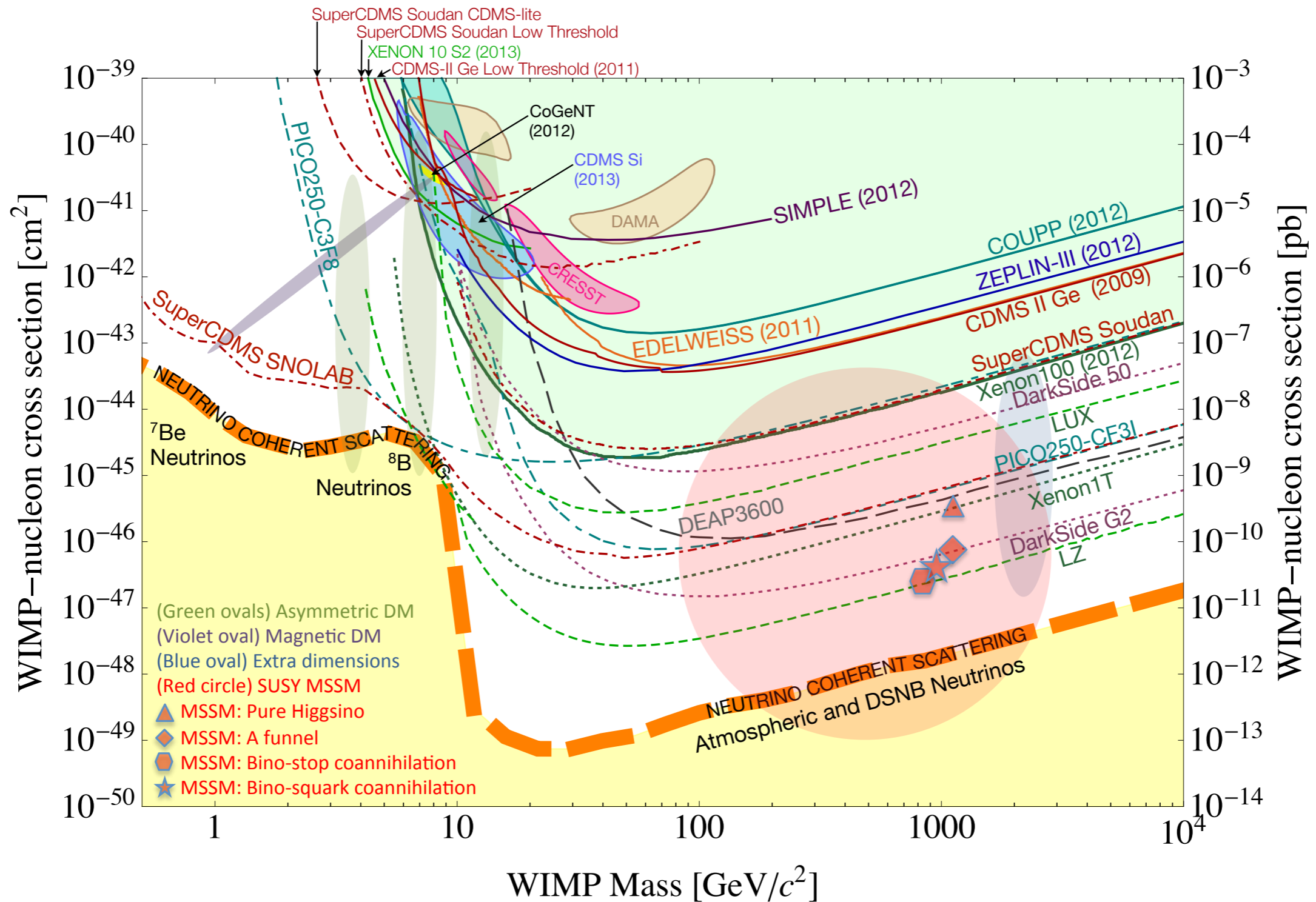
$$f_N/m_N = \sum_{q=u,d,s} C_S^q(\mu_{\text{had}}) f_{T_q}^{(N)} - \frac{8\pi}{9\alpha_s} C_S^g(\mu_{\text{had}}) f_{TG}^{(N)} \\ + \frac{3}{4} \sum_q \sum_{i=1,2}^{N_f} C_{T_i}^q(\mu) [q(2; \mu) + \bar{q}(2; \mu)] + \frac{3}{4} \sum_{i=1,2} C_{T_i}^g(\mu) g(2; \mu)$$

The scalar-type gluon contribution turns out to be comparable to the quark contributions even though it is induced at higher loop-level.

Majorana DM-nucleus scattering cross section

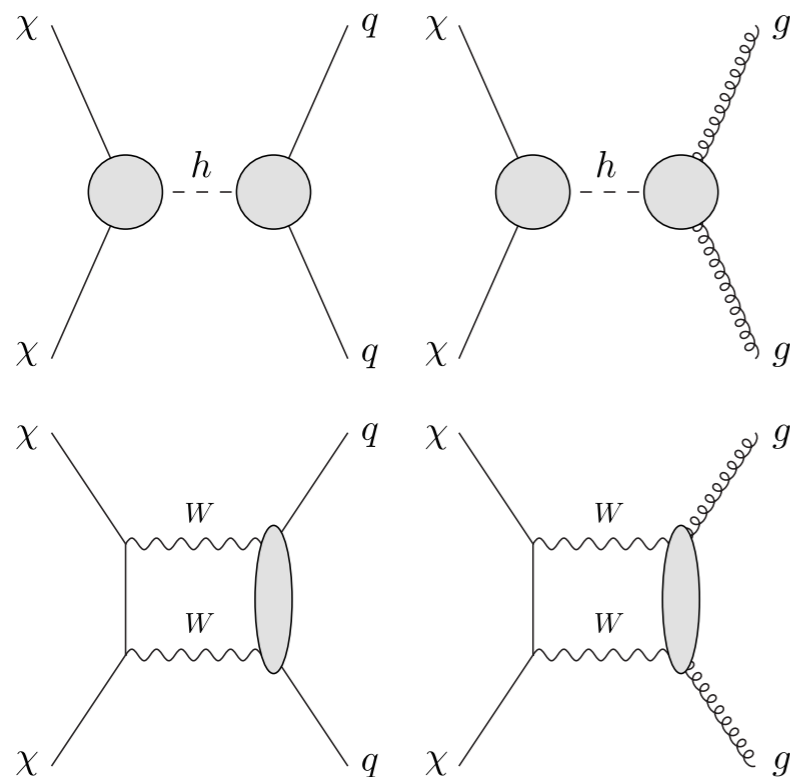
$$\sigma = \frac{1}{\pi} \left(\frac{m_{\text{DM}} m_{\text{nucl}}}{m_{\text{DM}} + m_{\text{nucl}}} \right)^2 \left[|n_p f_p + n_n f_n|^2 + 4 \frac{J+1}{J} |a_p \langle s_p \rangle + a_n \langle s_n \rangle|^2 \right]$$

Dark matter direct detection experiments



NLO calculation

Diagrams



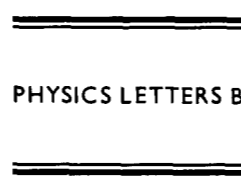
of loops

Operators		Higgs		Box	
Parton	Type	LO	NLO	LO	NLO
Quark	Scalar C_S^q	1-loop	2-loop	-	2-loop
(1st&2nd)	Twist-2 $C_{T_{1,2}}^q$	-	-	1-loop	2-loop
Quark	Scalar C_S^b	1-loop	2-loop	1-loop	2-loop (neglected)
(b-quark)	Twist-2 $C_{T_{1,2}}^b$	-	-	1-loop	2-loop (neglected)
Gluon	Scalar C_S^G	2-loop	3-loop	2-loop	3-loop
(1st & 2nd)	Twist-2 $C_{T_{1,2}}^G$	-	-	-	2-loop
Gluon	Scalar C_S^G	2-loop	3-loop	2-loop	3-loop (3rd gen. neglected)
(3rd)	Twist-2 $C_{T_{1,2}}^G$	-	-	-	2-loop (3rd gen. neglected)

OPEs of current-current correlators



9 June 1994

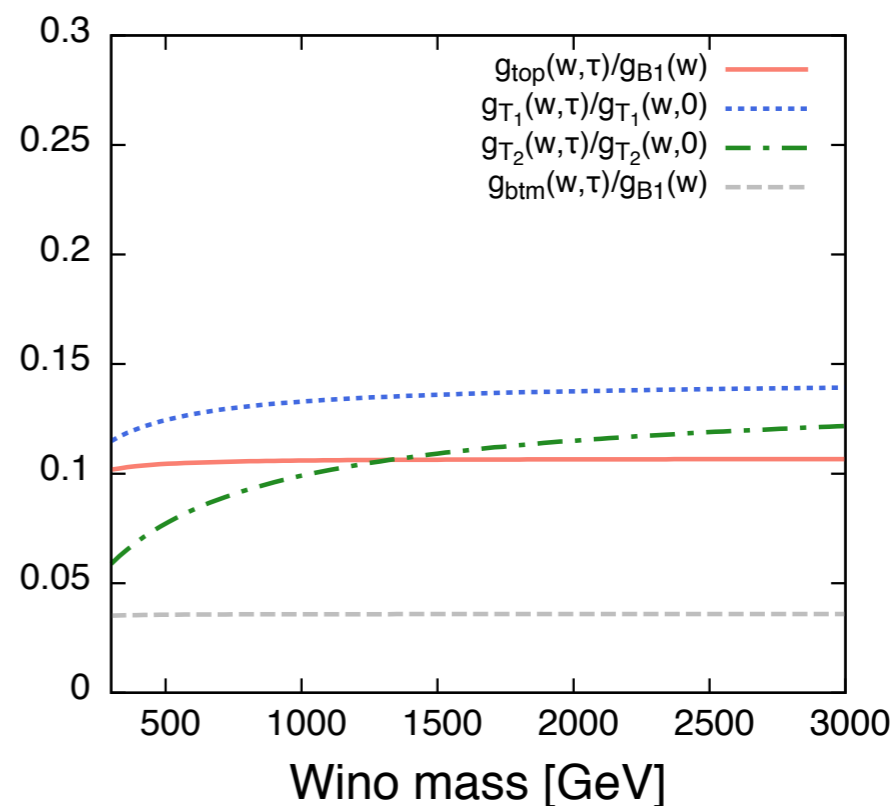


Physics Letters B 329 (1994) 103–110

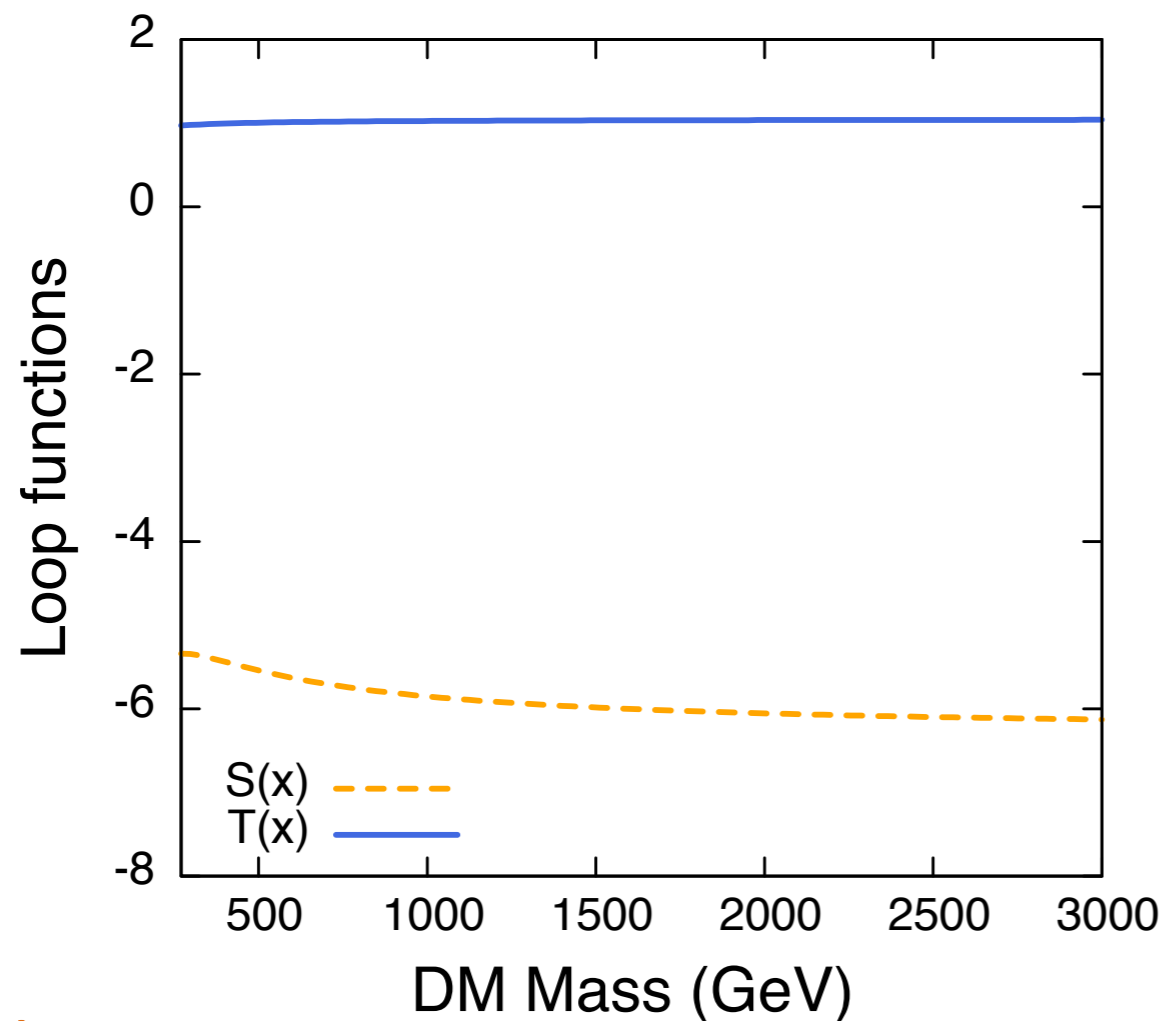
Two-loop gluon-condensate contributions to heavy-quark current correlators: exact results and approximations *

D.J. Broadhurst^{a,1}, P.A. Baikov^{b,2}, V.A. Ilyin^{b,3}, J. Fleischer^{c,4}, O.V. Tarasov^{c,5},
V.A. Smirnov^{d,6}

3rd gen. contribution



Loop functions



- Non-relativistic scattering
- No mass difference



Classical process

Scalar

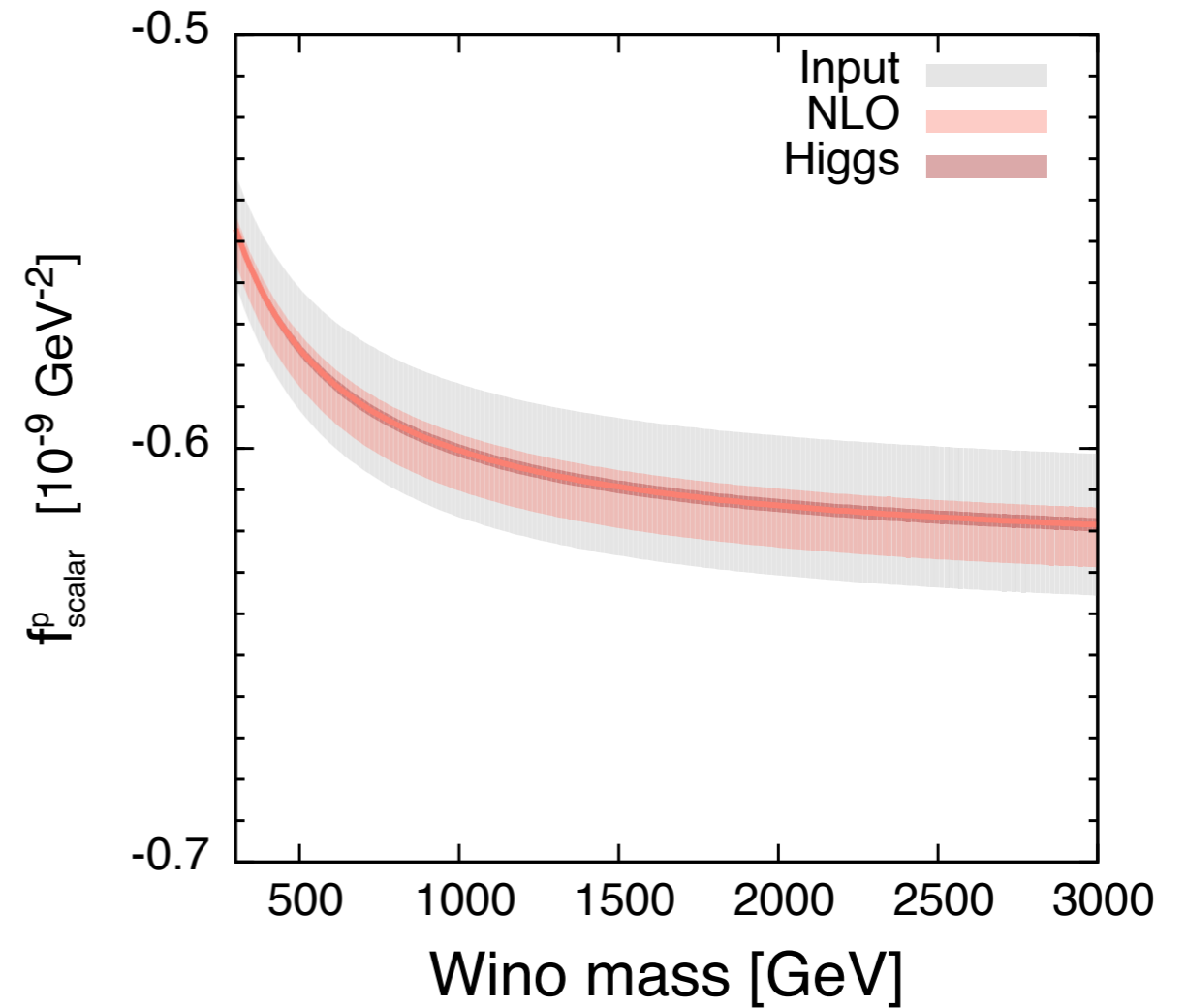
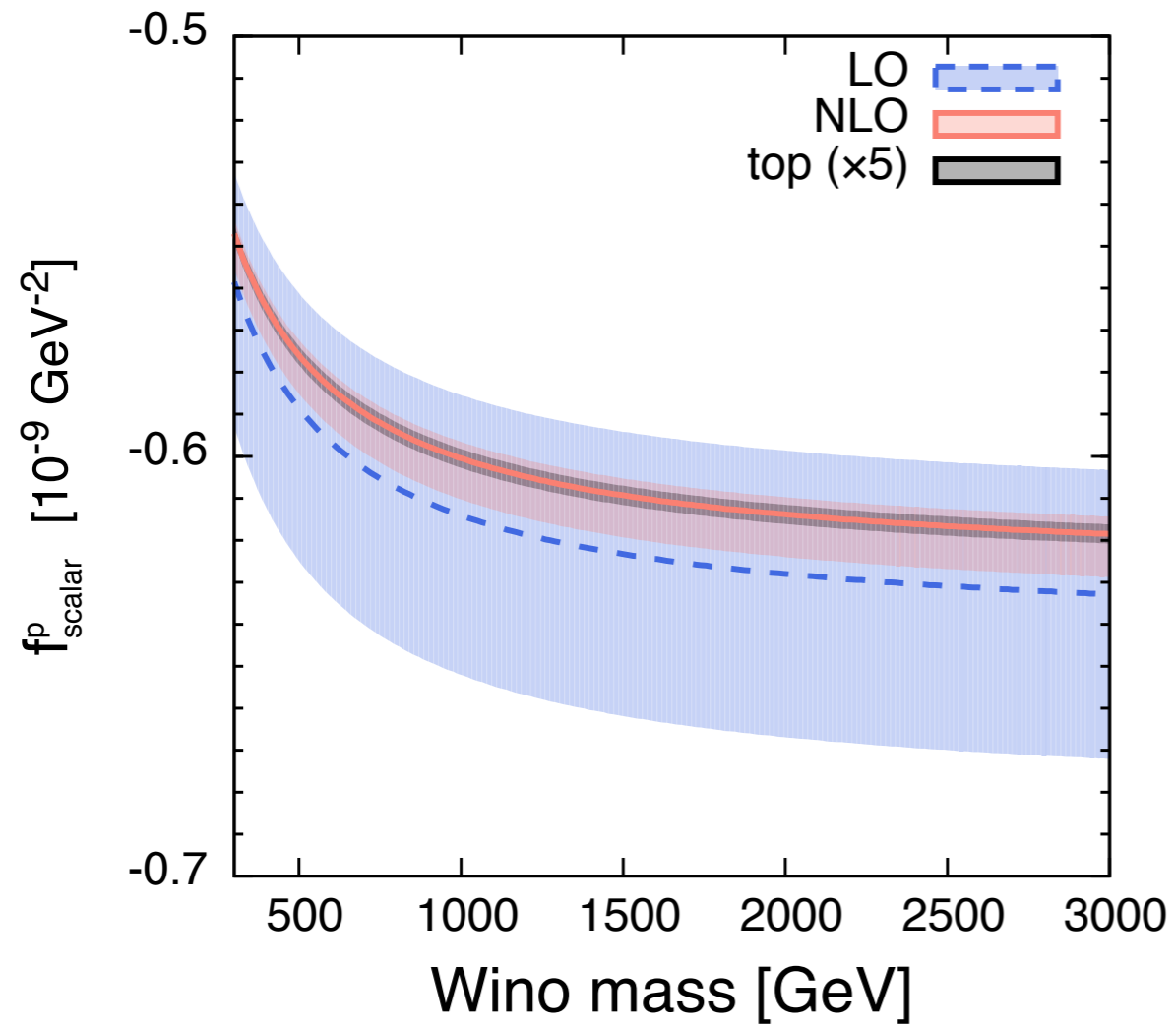
$$S(x) = 2\sqrt{x}(2 - x \ln x) - \frac{2}{\sqrt{1 - x/4}}(2 + 2x - x^2)\text{ArcTan}\left(\frac{\sqrt{4 - x}}{\sqrt{x}}\right)$$

Twist-2

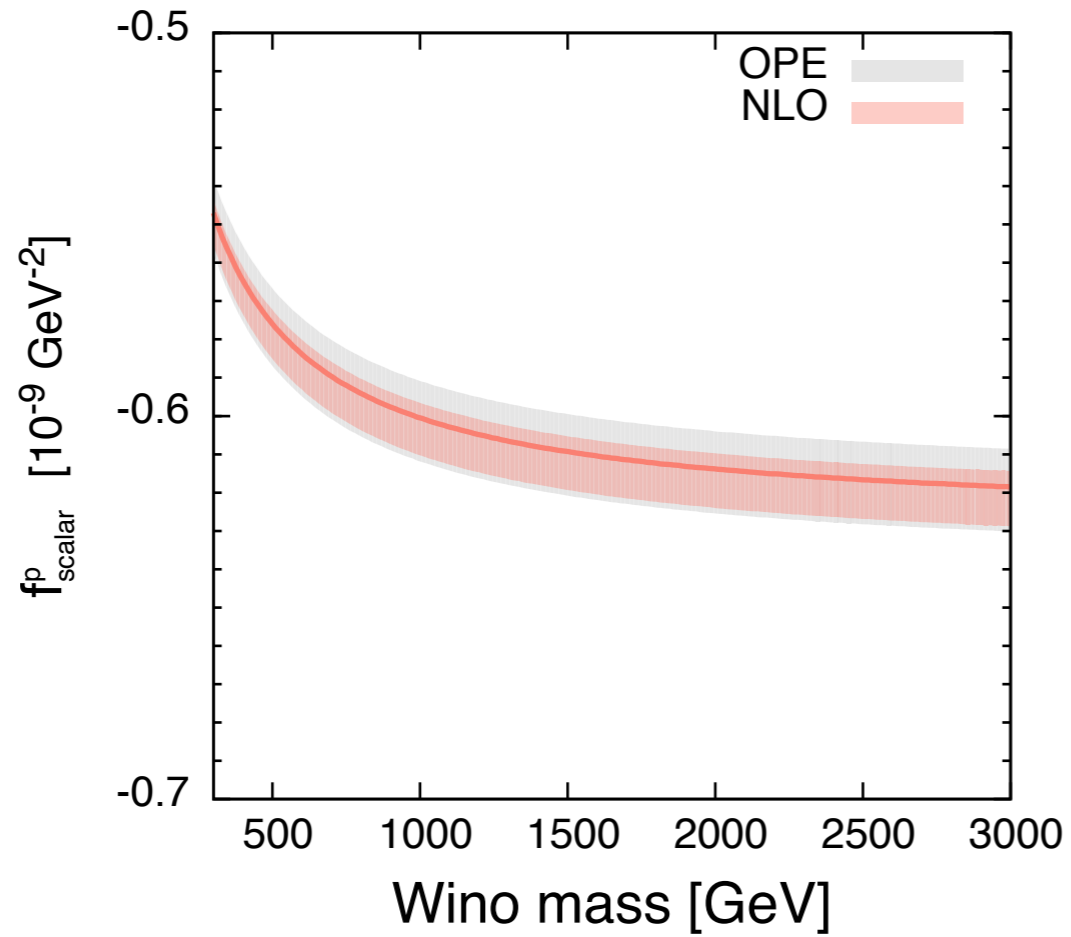
$$T(x) = \frac{1}{12}\sqrt{x}\{1 - 2x - x(2 - x) \ln x\} + \frac{1}{3}\sqrt{1 - x/4}(2 + x^2)\text{ArcTan}\left(\frac{\sqrt{4 - x}}{\sqrt{x}}\right)$$

$$x \equiv \frac{m_W^2}{M^2} \quad S(x) \rightarrow -2\pi, \quad T(x) \rightarrow \pi/3, \quad (x \rightarrow 0)$$

NLO scalar



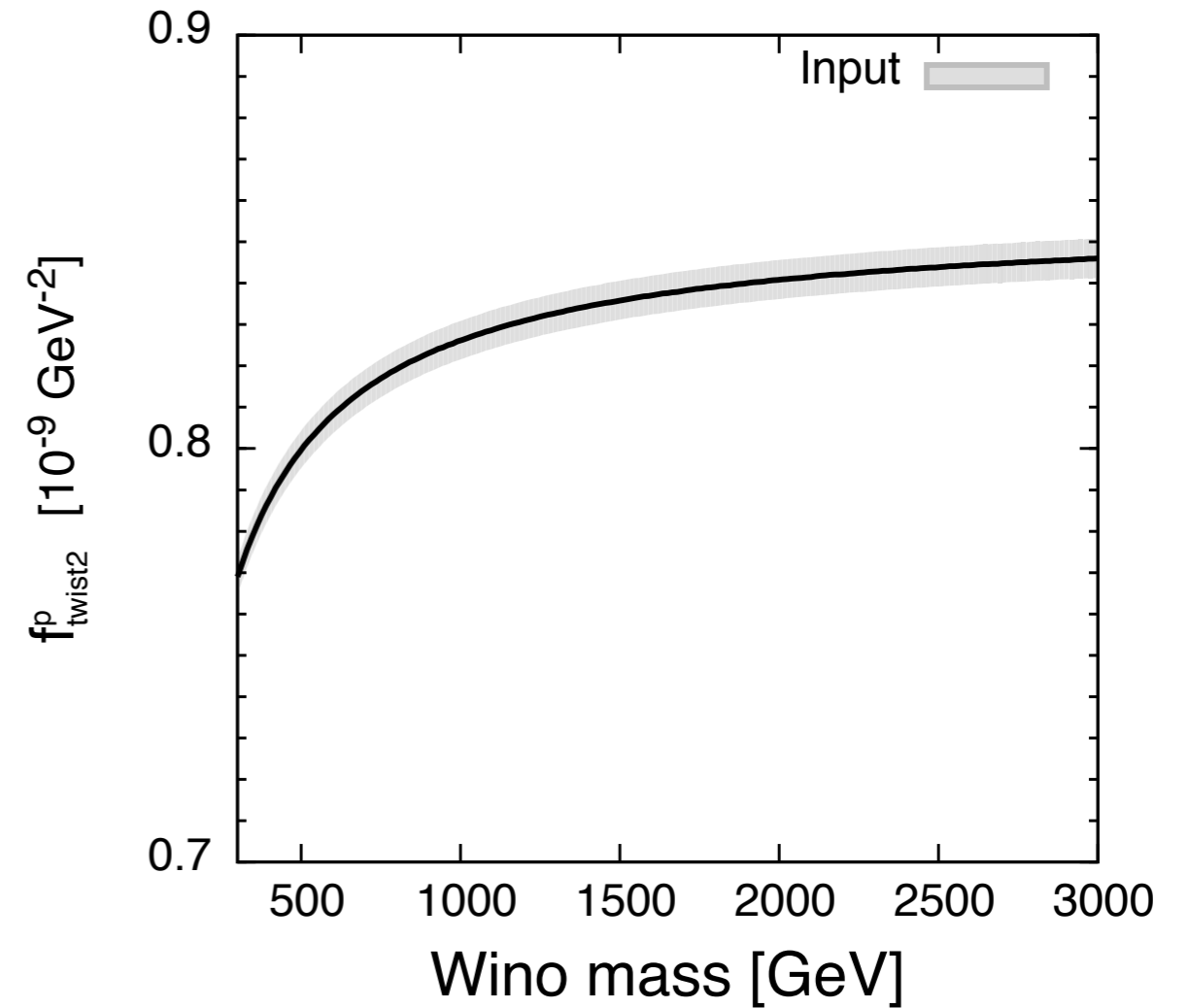
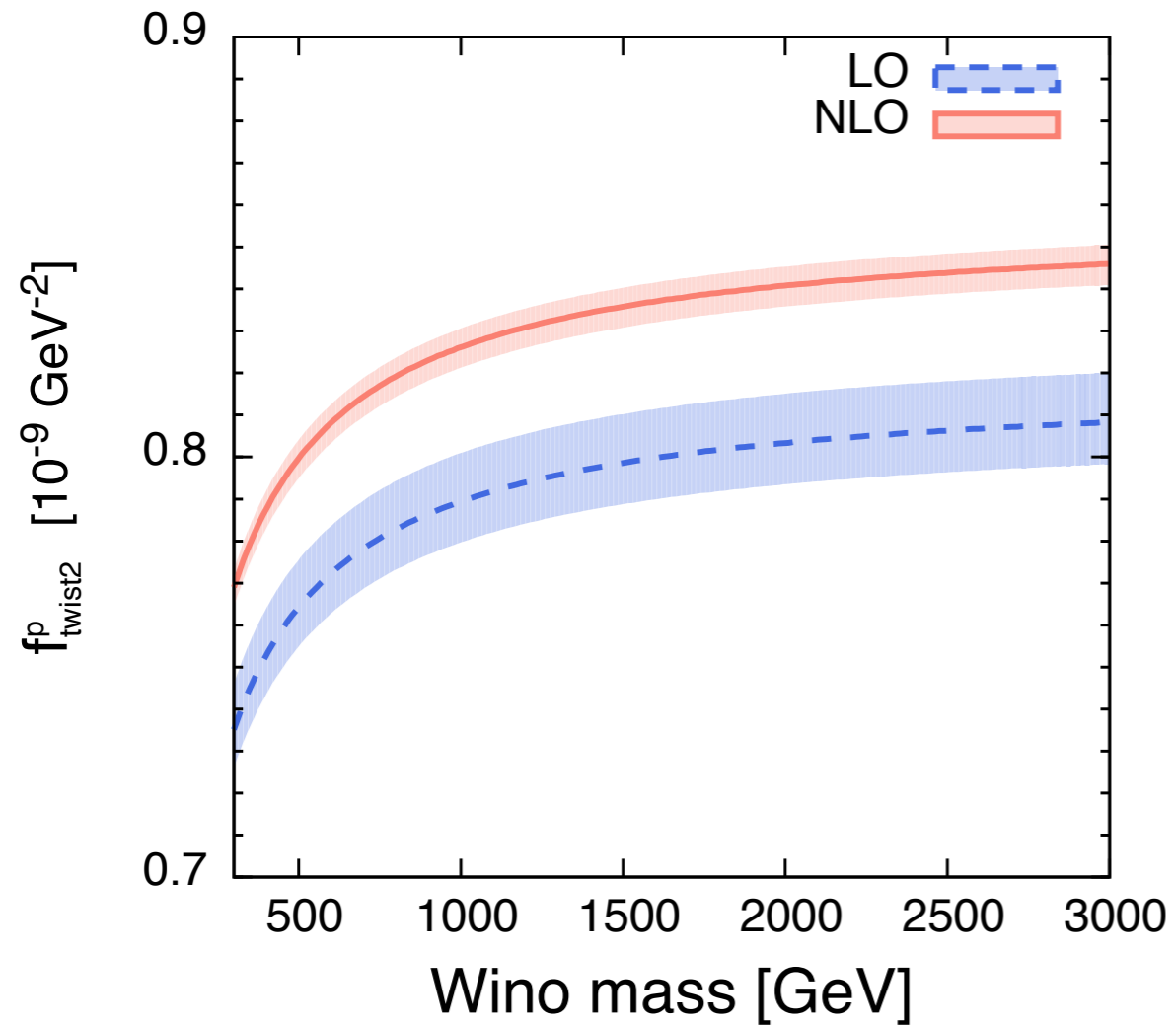
OPE



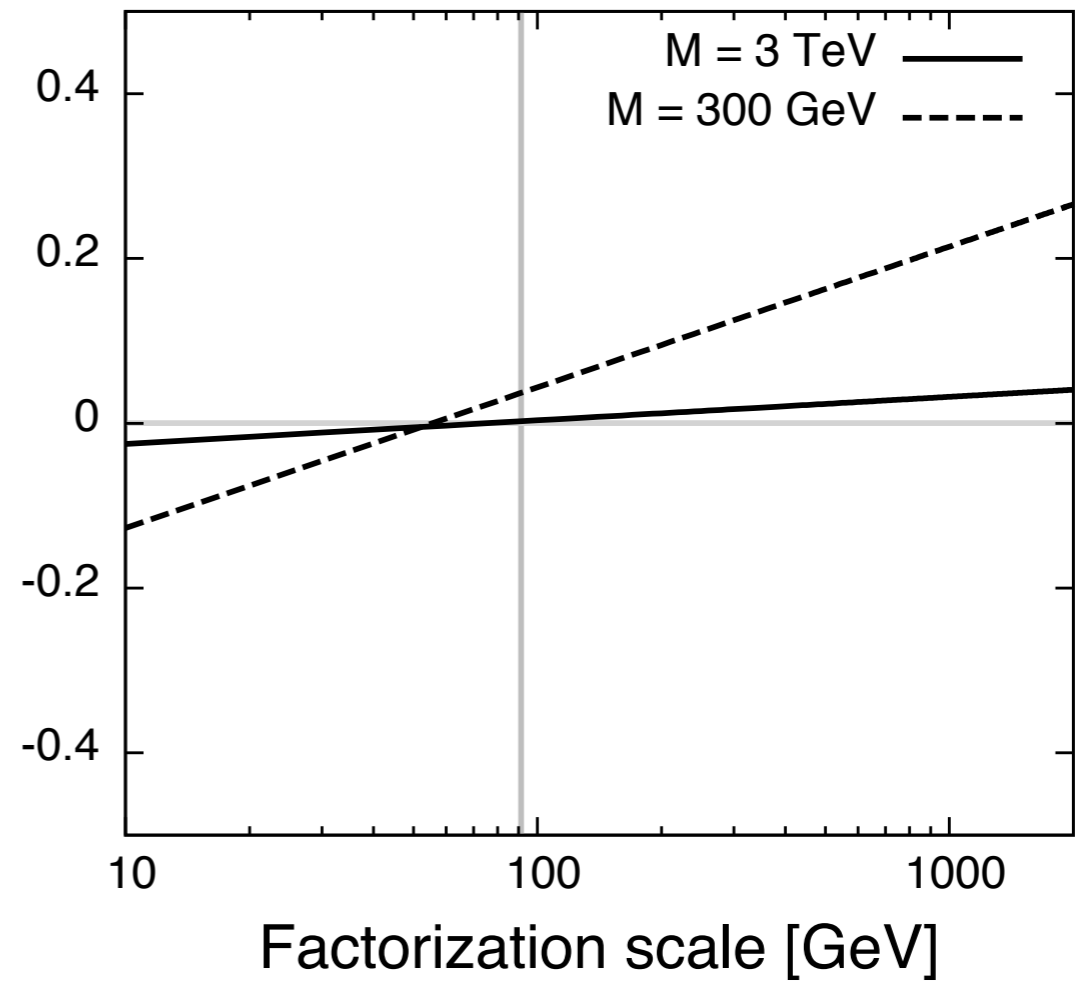
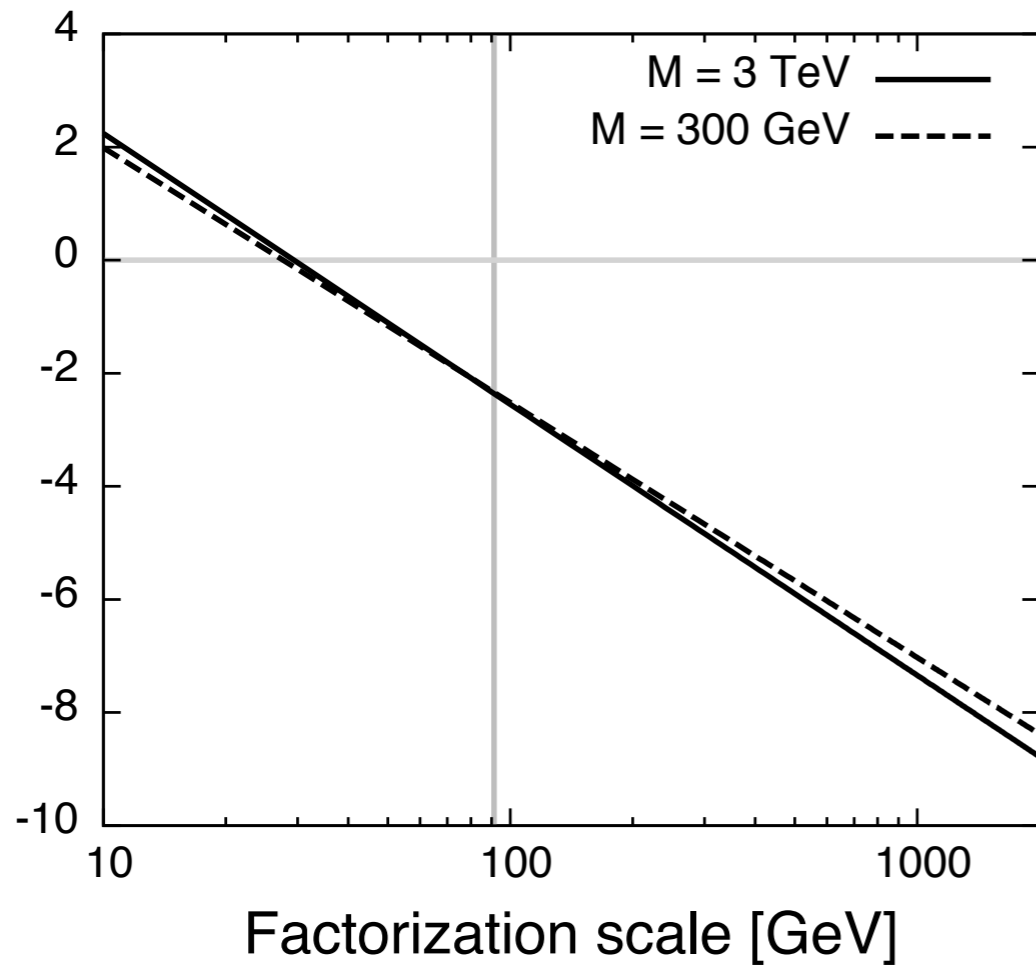
$$-\frac{\alpha_s(m_Q)}{60\pi m_Q^2} (D^\nu G_{\nu\mu}^a)(D^\rho G_{\rho\mu}^a) \bar{\chi}^0 \chi^0 - \frac{g_s \alpha_s(m_Q)}{720\pi m_Q^2} f_{abc} G_{\mu\nu}^a G^{b\mu\rho} G_{\nu\rho}^c \bar{\chi}^0 \chi^0 ,$$

$$\Lambda_{\text{QCD}}^2 / m_c^2 = \mathcal{O}(0.1)$$

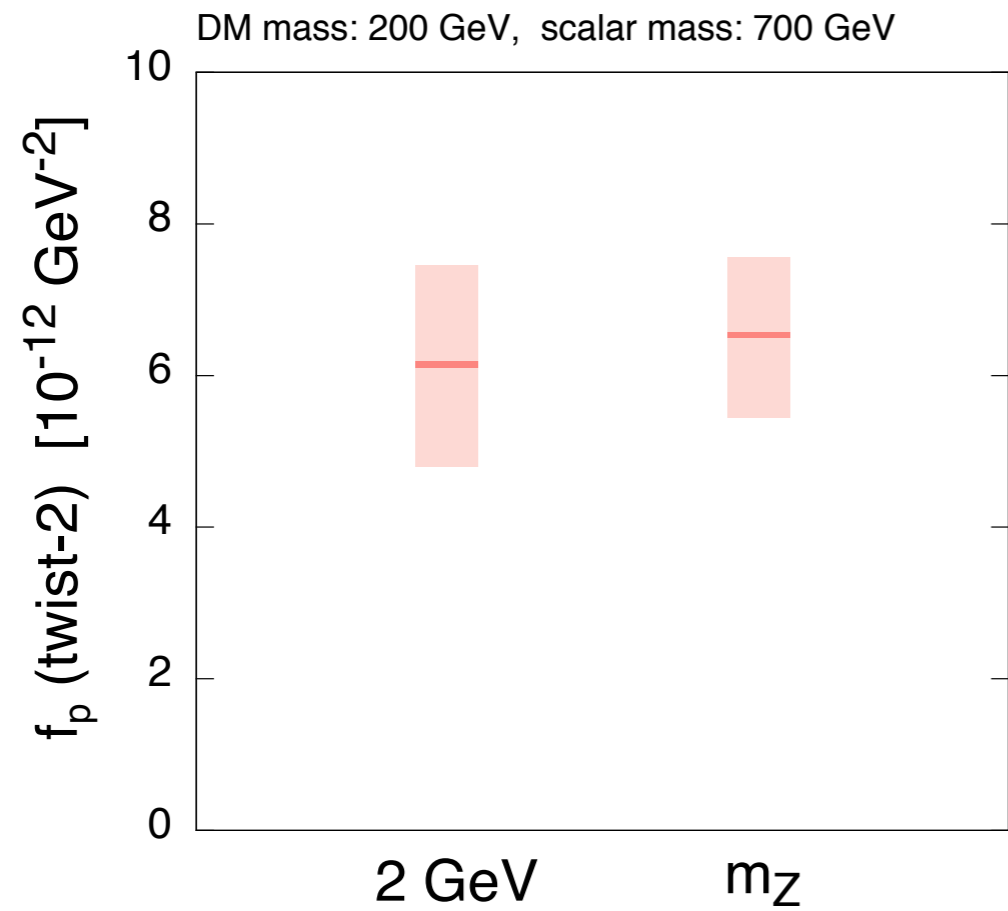
NLO twist-2



Scale dependence



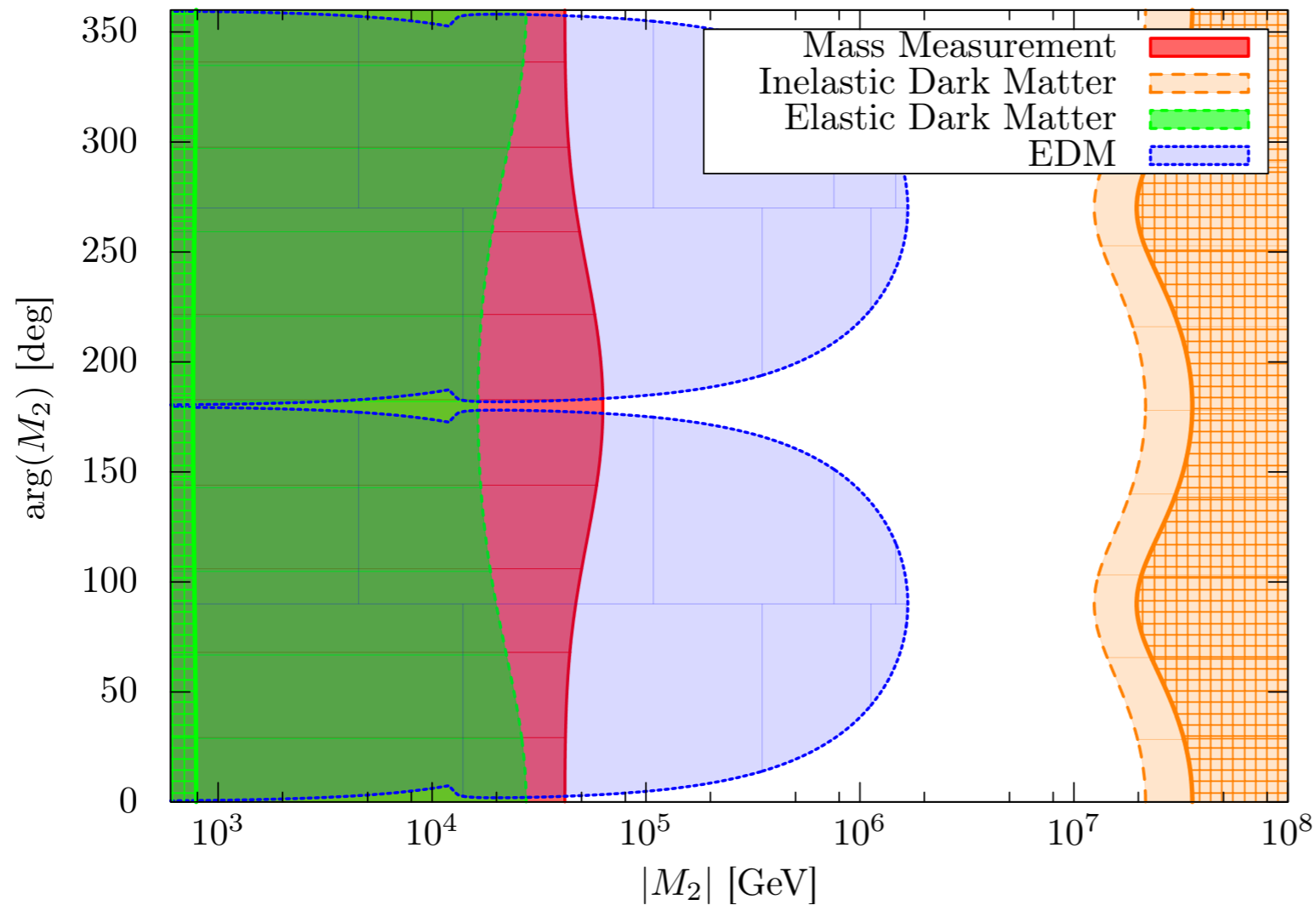
PDF scales



PDF error

QCD higher order

Higgsino in high-scale SUSY



Parameters

$$\mu = 500 \text{ GeV}$$

$$\tilde{m} = M_1 = M_2 = M_3$$

A-terms: 0

Higgs mass $\rightarrow \tan\beta$

Future prospects

$$|d_e| < 10^{-31} e \cdot \text{cm}$$

$$\sigma_{\text{SI}} < 10^{-48} \text{ cm}^2$$

$$\Delta m < 300 \text{ keV}$$

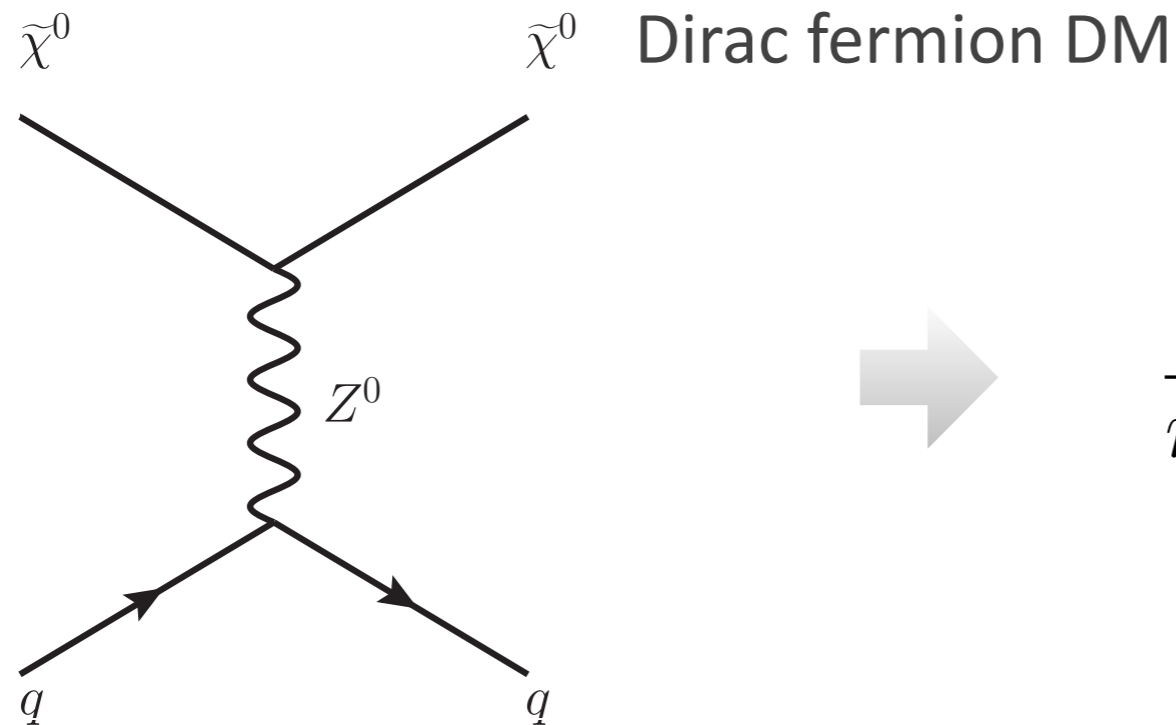
$$\Delta m_{+}|_{\text{tree}} > 0.2 \Delta m_{+}|_{\text{rad}}$$

A wide range of parameter space can be probed in future experiments.

Hypercharged DM

Hypercharged DM

ハイパー・チャージを持つ暗黒物質は直接検出実験にて**排除**されている。



$$\frac{g_Z^2}{m_Z^2} \overline{\tilde{\chi}^0} \gamma_\mu \tilde{\chi}^0 \bar{q} \gamma^\mu q$$

マヨラナ暗黒物質の場合

$$\overline{\tilde{\chi}^0} \gamma_\mu \tilde{\chi}^0 = 0$$

ベクトル型相互作用の寄与が大きすぎる。

スカラーの場合も同様に死んでいる。

e.g.) Left-handed sneutrino DM in the MSSM.

Hypercharged DM

高エネルギー物理の何らかの効果によって中性成分の間に質量差が生じる場合

$$\tilde{\chi}^0 = \begin{pmatrix} \psi^0 \\ \eta^{0\dagger} \end{pmatrix}$$



$$\psi^0 \quad \eta^0$$

ディラック・フェルミオン

質量差

2つのマヨラナ・フェルミオン

この場合、マヨラナ条件により

$$\overline{\psi^0} \gamma_\mu \psi^0 \overline{\eta^0} \gamma^\mu \eta^0 = 0$$

直接検出実験の制限を逃れることができる。

New physics effects

中性成分間に質量差を与える相互作用は，“DM数”を破るような次の形の相互作用で表される。

$$\frac{1}{\Lambda^{4Y-1}} [HH \dots H]_{4Y}^* \psi \psi$$

$$\frac{1}{\Lambda^{4Y-1}} [HH \dots H]_{4Y} \eta \eta$$

$\psi: (\mathbf{n}, Y), \eta: (\mathbf{n}, -Y), H: \text{Higgs field}, \Lambda: \text{a cut-off scale}$

質量行列

$$\mathcal{L}_{\text{mass}} = -\frac{1}{2} (\psi^0 \ \eta^0) \begin{pmatrix} \delta m & M \\ M & \delta m \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \psi^0 \\ \eta^0 \end{pmatrix}$$

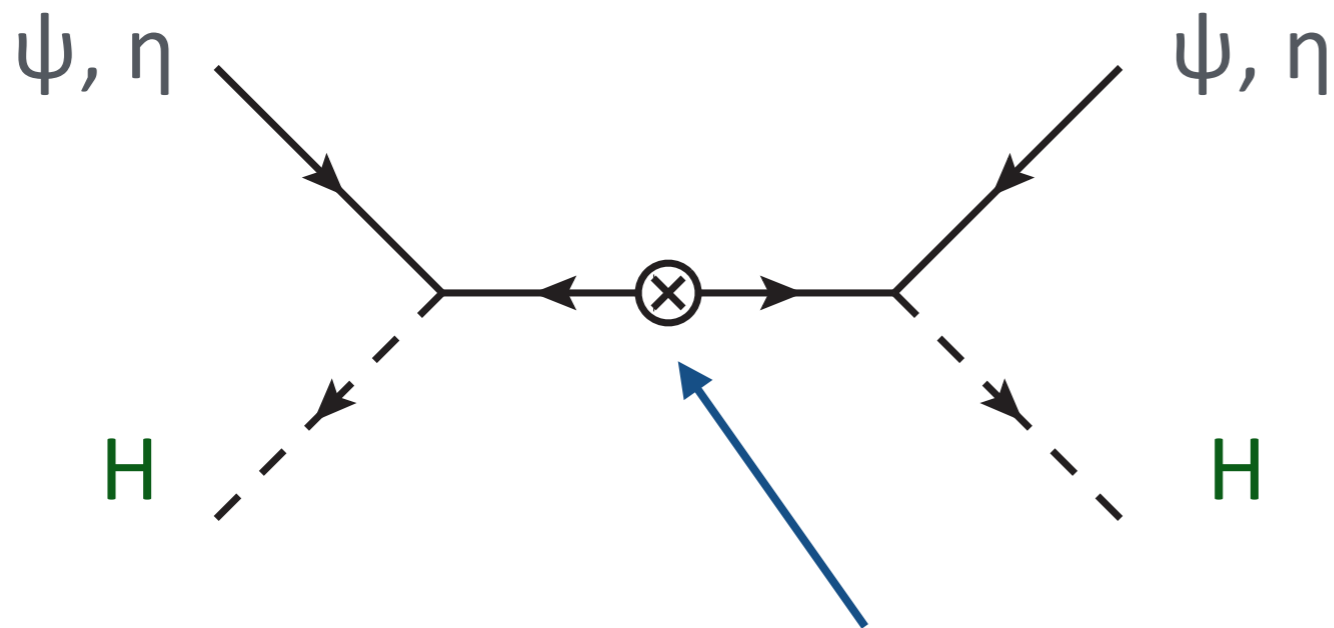
M: Dirac mass

$$\delta m \sim \frac{v^{4Y}}{\Delta^{4Y-1}} \quad \chi_{1,2}^0 = \frac{1}{\sqrt{2}} (\psi^0 \pm i\eta^0) \quad M_{1,2} = M \pm \delta m$$

ディラック・フェルミオンは2つのマヨラナ・フェルミオンとなる。

New physics effects

Ex.) Doublet $(\mathbf{2}, 1/2)$ DM



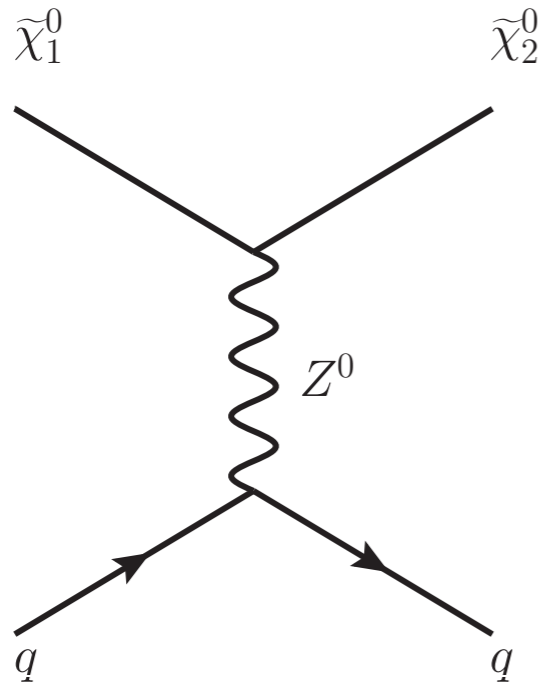
Singlet and/or triplet Majorana fermion with a mass of $\sim \Lambda$.

$\Rightarrow \frac{1}{\Lambda} (H^\dagger \psi)(H^\dagger \psi)$

cf.) Higgsino with bino/wino

Inelastic scattering

もしも質量差が小さすぎると、**非弾性散乱**が生じてしまう。



$$\sim \frac{g_Z^2}{m_Z^2} \overline{\tilde{\chi}_2^0} \gamma_\mu \tilde{\chi}_1^0 \bar{q} \gamma^\mu q$$

質量差がおよそ100 KeV以下だと、**またもや暗黒物質直接探索実験にて排除される。**

Mass splitting

直接探索実験の制限を逃れるには,

$$\delta m \sim \frac{v^{4Y}}{\Lambda^{4Y-1}} \gtrsim 100 \text{ keV}$$

ハイパー・チャージが大きい場合, カットオフ・スケールがかなり低くならない。

$$\Lambda \lesssim \begin{cases} 10^9 \\ 3 \times 10^4 \\ 4 \times 10^3 \end{cases} \text{ GeV} \quad \text{for} \quad Y = \begin{cases} 1/2 \\ 1 \\ 3/2 \end{cases}$$

For scalar DM

上限が付く!

$$\Lambda \lesssim (10^5, 4 \times 10^3) \text{ GeV} \quad \text{for} \quad Y = (1, 3/2)$$

with $m_{DV} = 1 \text{ TeV}$.

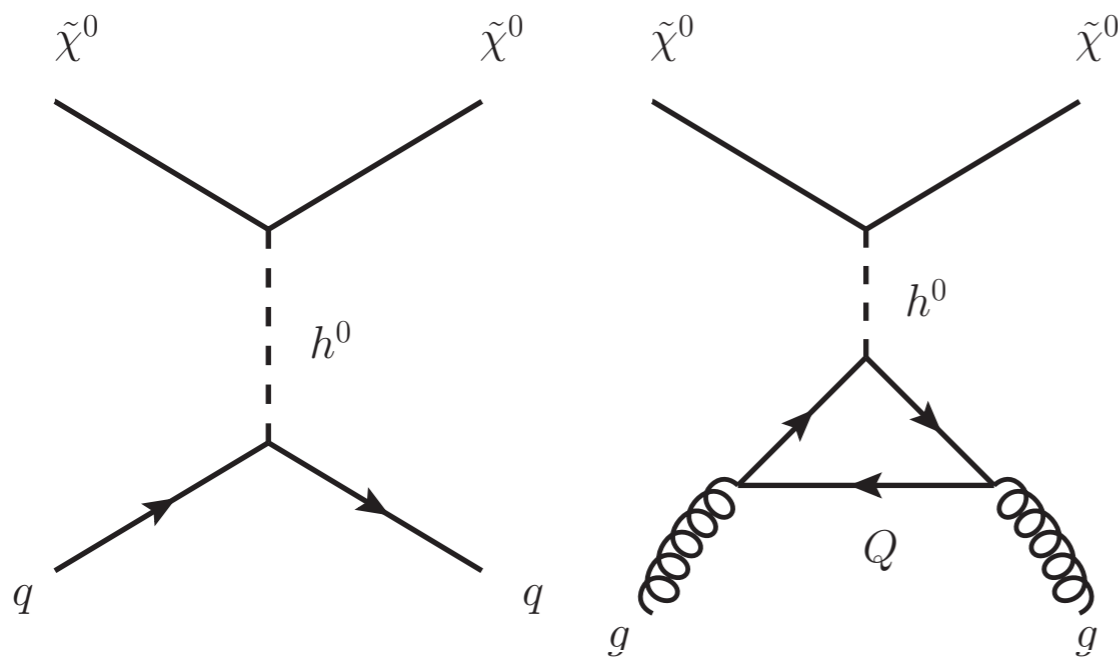
Dim-5 operators

一般に次のような次元5の演算子も同時に生成される。

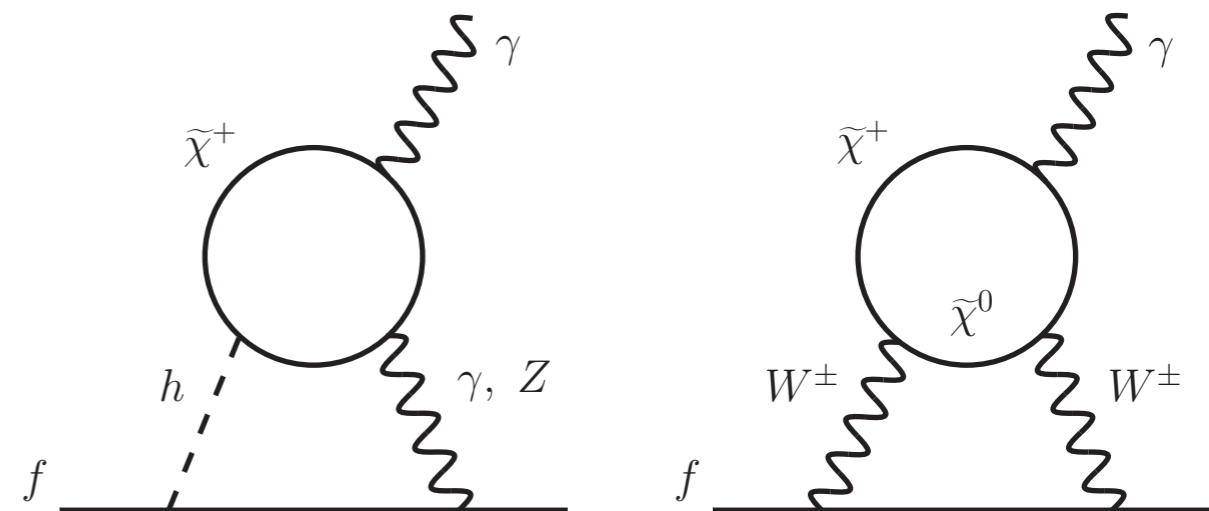
$$\frac{1}{\Lambda} |H|^2 \bar{\psi} (a_s + i b_s \gamma_5) \psi$$

$$\frac{1}{\Lambda} (H^* \tau_a H) \bar{\psi} (a_t + i b_t \gamma_5) T_a \psi$$

弾性散乱

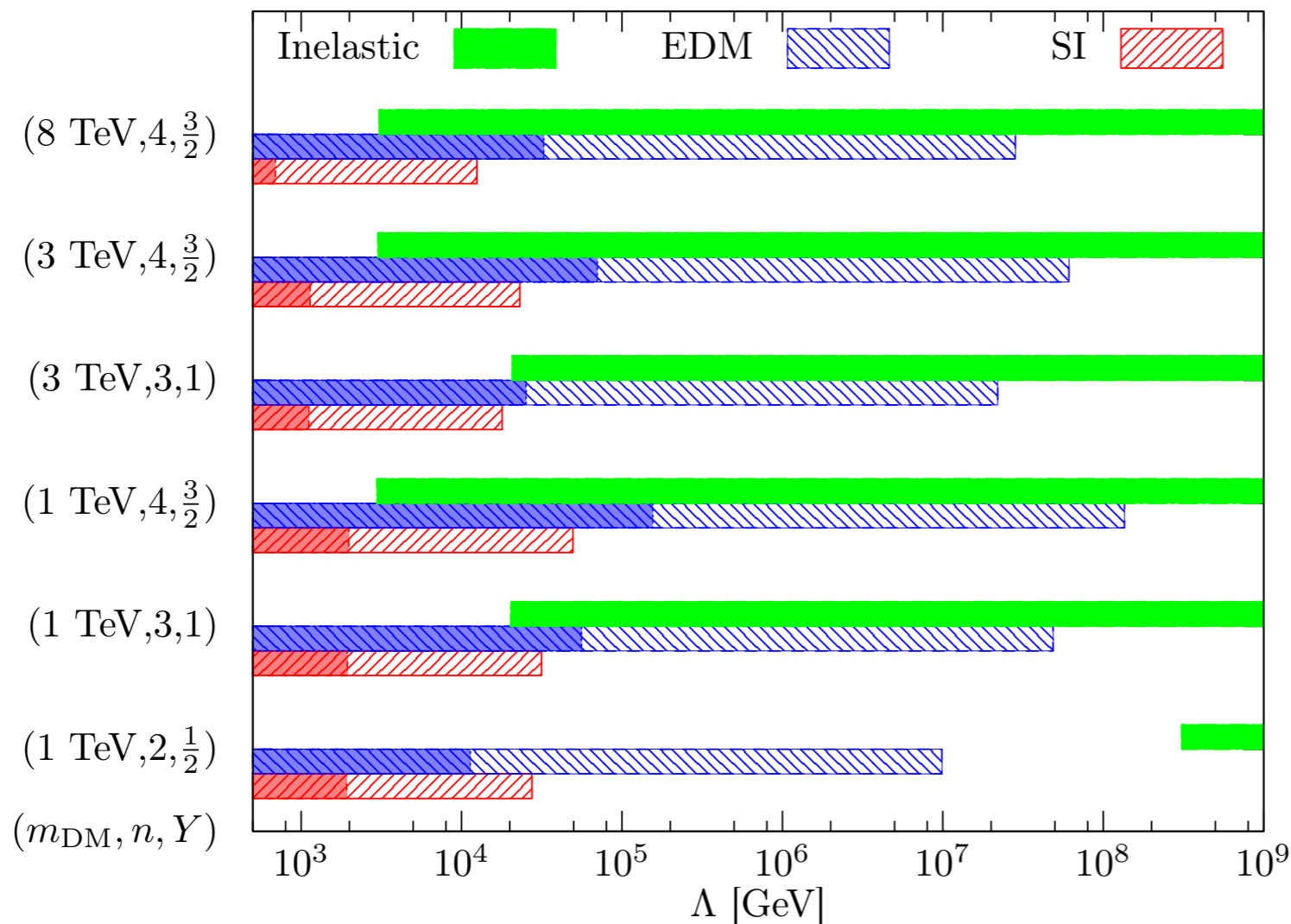


電気双極子モーメント (EDMs)



Λ に下限が付く!

Constraints and prospects



Current bound

$$|d_e| < 8.7 \times 10^{-29} e \cdot \text{cm} \quad [\text{ACME}]$$

LUX

Future prospects

$$|d_e| < 10^{-31} e \cdot \text{cm}$$

Xenon 10 ton-year

- $Y = 3/2$ の場合は既にかなりつらい。
- 将来実験にて $Y = 1$ の場合は探れそう。
- スカラーの場合でも $Y = 3/2$ は大分厳しい。